



Dispositifs expérimentaux pour la caractérisation spatio-temporelle de chaines laser femtosecondes haute-puissance

Valentin Gallet

► To cite this version:

Valentin Gallet. Dispositifs expérimentaux pour la caractérisation spatio-temporelle de chaines laser femtosecondes haute-puissance. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Paris Sud - Paris XI, 2014. Français. NNT: 2014PA112189 . tel-01084002

HAL Id: tel-01084002

<https://theses.hal.science/tel-01084002>

Submitted on 18 Nov 2014

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Dispositifs expérimentaux pour la caractérisation spatio-temporelle de chaînes laser femtosecondes haute-puissance

THÈSE

présentée et soutenue publiquement le 26 Septembre 2014

pour l'obtention du

Doctorat de l'Université Paris XI

(spécialité physique)

par

Valentin Gallet

Composition du jury

<i>Président :</i>	Le président
<i>Rapporteurs :</i>	Pr. Eric Cormier, CELIA Pr. Selçuk Aktürk, Istanbul Technical University
<i>Examineurs :</i>	Patrick Georges, IOGS Rodrigo Lopez-Martens, LOA Pierre-Mary Paul, Amplitude technologies
<i>Directeur de thèse :</i>	Fabien Quéré, CEA Saclay

Mis en page avec la classe thesul.

Remerciements

Je tiens à remercier Fabien Quéré mon directeur de thèse pour toute son aide durant ces trois années de thèse. J'ai aussi infiniment apprécié les conseils et les connaissances précieux d'Olivier Gobert. Mon travail et mes résultats doivent également beaucoup à Gustave Pariente avec qui j'ai eu le privilège de travailler durant ma dernière année de thèse.

Sommaire

Introduction générale	1
 Partie I Couplages spatio-temporels et technique de caractérisations de chaînes lasers ultra-brèves	
 Chapitre 1 Théorie sur les couplages spatio-temporels	9
1.1 Champ électrique du laser	9
1.2 Définition des couplages spatio-temporels	11
1.3 Etude de l'amplitude spatio-spectrale	12
1.4 Etude de la phase spatio-spectrale	13
1.4.1 Phase spectrale	13
1.4.2 Phase spatio-spectrale	14
1.4.3 Couplages spatio-temporels affectant la phase spatio-spectrale	16
1.5 Relation entre les couplages spatio-temporels du premier ordre	17
1.6 Influence des couplages spatio-temporels sur la durée d'impulsion et la taille du faisceau	19
1.6.1 Taille du faisceau instantanée et intégrée	19
1.6.2 Durée d'impulsion locale et globale	20
 Chapitre 2 Analyse de couplages spatio-temporels du premier et deuxième ordre	23
2.1 Etude des couplages du premier ordre dans les quatre espaces de Fourier	23
2.1.1 Pulse front tilt	24
2.1.2 Dispersion angulaire	24
2.1.3 Chirp spatial	24
2.1.4 Rotation de front d'onde	26
2.2 Etude de couplages spatio-temporels du deuxième ordre	28
2.2.1 Pulse front curvature	28
2.2.2 Dispersion radiale du délai de groupe	28

2.3	Exemple d'éléments optiques induisant des couplages spatio-temporels . . .	29
2.3.1	Pulse front tilt généré par un prisme	29
2.3.2	Pulse front tilt généré par le désalignement du dernier réseau d'un compresseur optique	31
2.3.3	Pulse front curvature généré par une lentille chromatique	32
2.3.4	Dispersion radiale du délai de groupe généré par un prisme	33
Chapitre 3 Techniques de caractérisation spatio-temporelle		35
3.1	Introduction	35
3.2	SPIDER 2D	36
3.3	STRIPED FISH	38
3.4	HAMSTER	40
3.5	SEA TADPOLE	42
3.6	Comparatif des techniques de caractérisation spatio-temporelle	43
 Partie II Implémentation de SEA TADPOLE pour caractériser spatio- temporellement des chaînes lasers ultra-brèves de haute-puissance		 45
Chapitre 1 Principe et dispositif expérimental		47
1.1	Introduction	47
1.2	Dispositif experimental	48
1.3	Traitement des données	50
 Chapitre 2 Problèmes expérimentaux et corrections		55
2.1	Etude et correction des différentes perturbations affectant l'interféromètre . .	55
2.1.1	Instabilité de l'interféromètre	55
2.1.2	Correction des artéfacts de mesure	56
2.2	Etude des artéfacts de mesure	59
2.2.1	Fluctuation de phase	60
2.2.2	Défauts de la platine de translation	61
2.3	Cas du chirp spatial	62
 Chapitre 3 Analyses des résultats expérimentaux et discussions		65
3.1	Pulse front tilt induit par un prisme	66
3.2	Dispersion radiale du délai de groupe induite par un prisme	67
3.3	Pulse front tilt induit par un compresseur désaligné	68
3.4	Pulse front curvature induit par une lentille	69
3.5	Caractérisation spatio-temporelle de LUCA	69

3.6 Conclusions, discussions et perspectives	70
 Partie III Développement de TERMITES, une méthode de caractérisation spatio-temporelle adaptée aux chaînes lasers ultra-brèves de hautes-puissances	 73
Chapitre 1 Principes et dispositif expérimental	75
1.1 Introduction	75
1.2 Dispositif expérimental et analyse mathématique	77
1.3 Analyse qualitative des interférogrammes	79
1.4 Traitement des données	82
 Chapitre 2 Implémentation expérimentale et caractéristiques du dispositif	 87
2.1 Mises en œuvre du dispositif expérimental	87
2.1.1 Solution pour améliorer le contraste des franges	88
2.1.2 Solutions pour stabiliser l'interféromètre	88
2.1.3 Variante de TERMITES permettant de mesurer le chirp spatial	90
2.2 Détermination des caractéristiques du faisceau de référence	92
2.3 Résolution spatiale de la caméra	95
2.4 Échantillonnage temporel du dispositif	96
2.5 Applications numériques	97
 Chapitre 3 Résultats expérimentaux et discussion	 99
3.1 Pulse front tilt induit par un prisme	99
3.2 Pulse front tilt induit par le désalignement d'un compresseur optique	100
3.3 Caractérisation spatio-temporelle d'UHI 100	101
3.4 Conclusion, discussion et perspective	103
 Partie IV Techniques de caractérisation spatio-temporelle mono-coup	 105
 Chapitre 1 Dispositif mono-coup de caractérisation spatio-spectrale de l'amplitude	 107
1.1 Dispositif expérimental	107
1.2 Résultats expérimentaux et discussion	109
1.2.1 Chirp spatial induit par un compresseur	109
1.2.2 Caractérisation de la chaîne laser UHI 100	110
1.2.3 Origine des distorsions spatio-spectrales présent sur UHI 100	111

Chapitre 2 Dispositif permettant une caractérisation spatio-temporelle mono-	113
coup	
2.1 Dispositif expérimental	113
2.2 Traitement des données	114
2.3 Implémentation expérimentale et caractéristiques du dispositif	116
2.4 Etude du chirp spatial	117
2.5 Résultats expérimentaux	118
2.5.1 Pulse front tilt induit par un prisme	118
2.5.2 Caractérisation de la chaîne laser LUCA	119
2.6 Conclusion	120
Conclusion et perspectives	121
Annexes	131
Annexe A Applications des couplages spatio-temporels	131
A.1 L'effet phare attoseconde	131
A.2 Focalisation spatiale et temporelle	135
Annexe B Calculs de couplages spatio-temporels induits par différents élé-	139
ments optiques	
B.1 Solutions pour générer du pulse front tilt	139
B.1.1 Pulse front tilt généré par la présence de chirp spatial et temporel . .	140
B.1.2 Pulse front tilt généré par dispersion angulaire	140
B.2 Pulse front tilt généré par un prisme	142
B.3 Pulse front tilt généré par le désalignement du dernier réseau d'un compresseur optique	143
B.4 Pulse front curvature généré par une lentille chromatique	145
B.5 Dispersion radiale du délai de groupe générée par un prisme	147
Annexe C Déplieement du front d'onde	149
C.1 Déplieement classique du front d'onde	149
C.2 Déplieement du front d'onde à partir du front d'impulsion	151
Bibliographie	155

Introduction générale

Contexte général

Depuis les années 80, la technologie laser permet de générer des impulsions ultra-brèves de lumière cohérente, avec des durées dans la gamme femtoseconde (10^{-15} s). Ces temps d'impulsion très courts offrent par exemple la possibilité d'étudier en temps réel la dynamique de phénomènes ultra-brefs. Un autre intérêt des lasers femtosecondes est d'aboutir à des intensités extrêmement élevées pouvant aller jusqu'à $10^{22} \text{ W.cm}^{-1}$ [1] en concentrant la puissance lumineuse par focalisation. La technique d'amplification à dérive de fréquence (Chirp Pulse Amplification ou CPA en anglais), inventée en 1985 par Strickland et al [2], permet en effet aujourd'hui d'atteindre des puissances crêtes maximales d'une dizaine de Pétawatts [3]. Cette technique consiste à étirer temporellement l'impulsion avant de l'amplifier puis de la recomprimer. Pour donner un ordre de grandeur, une tranche de centrale nucléaire ne délivre qu'une puissance de 1,5 GW, soit dix millions de fois moins que les lasers femtosecondes les plus puissants. On peut également mentionner la puissance de 175 PW reçue par notre planète de la part du soleil, moins de 20 fois supérieure à celle du laser Apollon (10 PW) actuellement en construction sur le plateau de Saclay. Si les deux exemples cités précédemment correspondent à des puissances continues, il faut néanmoins souligner la performance réalisée par ces installations qui permettent de délivrer cette gamme de puissance sur un temps très court.

Les très hautes intensités obtenues au foyer d'une optique focalisante par ces lasers peuvent être utilisées pour générer des interactions non-linéaires entre la lumière et la matière permettant entre autres d'accélérer des particules telles que des électrons [4], des ions [5] ou des protons [6] à des énergies très élevées. Ce domaine fait aujourd'hui l'objet de recherches importantes notamment pour parvenir à réaliser un accélérateur de particules compact destiné à des applications médicales telles que la proton-thérapie [7]. Pour des intensités laser supérieures à $10^{14} \text{ W.cm}^{-2}$, il est possible de venir exciter les électrons de la matière pour générer des impulsions attosecondes dans l'extrême ultra-violet [8–10]. Ces impulsions attosecondes peuvent à leur tour être utilisées pour étudier des phénomènes physiques avec une résolution sub-femtoseconde comme le déplacement des électrons au sein d'un atome [11] ou bien la dynamique des protons au sein de molécules [12].

Certaines applications tirent également profit du fait que les intensités très importantes des impulsions lasers femtosecondes soient concentrées sur des temps très courts. Cette propriété permet de réaliser un usinage laser [13] ou une ablation de tissus [14] très propre car le matériau peut alors être découpé sans être brûlé. Cela peut aussi être utilisé en imagerie notamment pour la microscopie à N-photons [15] car l'intensité crête est suffisante pour générer le phénomène de fluorescence tandis que la brièveté de l'impulsion permet de ne pas endommager l'échantillon.

Les durées très courtes des impulsions de ce type de lasers sont couramment utilisées pour des expériences "pompe-sonde", où une première impulsion, la pompe, vient exciter un système tandis qu'une seconde impulsion, la sonde, vient mesurer l'état du système un certain temps après

l'excitation. Ce type d'expérience est à la base de la femtochimie, qui s'intéresse à la dynamique des réactions chimiques. Les travaux précurseurs d'Ahmed H. Zewail [16] dans ce domaine ont été récompensés en 1999 par le prix Nobel de chimie.

Métrologie spatiale ou temporelle

L'étude de nouveaux phénomènes physiques naissant d'une interaction lumière-matière extrême nécessite d'accroître l'intensité laser, $I \propto \frac{E}{\tau d^2}$, en diminuant le diamètre d de la tache focale, et en augmentant l'énergie E du laser ou en diminuant la durée d'impulsion τ . Afin d'accroître l'énergie des impulsions, des étages d'amplifications peuvent être rajoutés au sein de la chaîne laser [3]. D'autre part, pour diminuer la durée d'impulsion, il est possible, d'une part de lutter contre le rétrécissement spectral par le gain [17] et d'autre part d'étirer le spectre de l'impulsion par des effets non-linéaires à l'intérieur d'une fibre creuse remplie d'un gaz rare [18]. Enfin, la taille de la tache focale peut être réduite en focalisant un faisceau laser de grand diamètre au moyen d'une optique de courte distance focale.

S'il est relativement facile de contrôler l'énergie d'une impulsion, pour maximiser l'intensité délivrée par une chaîne laser, il est nécessaire de mesurer et d'optimiser la durée d'impulsion au foyer et la taille de la tache focale.

Afin d'obtenir la tache focale la plus petite possible, il est nécessaire que le front d'onde du faisceau laser avant focalisation soit totalement dépourvu d'aberration. Pour mesurer le front d'onde d'un faisceau laser, on peut utiliser un analyseur de front d'onde tel un dispositif de Shack-Hartmann [19] ou un interféromètre multi-latéral [20, 21]. Ce dispositif de mesure de front d'onde est généralement couplé, via une boucle de rétroaction, à un miroir déformable qui permet de corriger les éventuels défauts du front d'onde du faisceau avant focalisation [22, 23]. Aujourd'hui, cette technologie de mesure et de correction de front d'onde est utilisée en routine sur les chaînes lasers femtosecondes de haute-puissance.

Par ailleurs, la résolution temporelle des meilleurs détecteurs électroniques actuels étant typiquement de l'ordre de la centaine de femtosecondes [24], la mesure de la durée d'impulsion nécessite d'utiliser une des nombreuses techniques de caractérisation existantes, inventées au cours de ces vingt dernières années, telles FROG [25, 26], SPIDER [27, 28] ou WIZZLER [29, 30]. A l'instar des dispositifs de mesure de front d'onde, l'utilisation de ces techniques permettant de mesurer l'intensité et la phase temporelle d'une impulsion est devenue quotidienne sur la grande majorité des chaînes lasers femtosecondes de haute-puissance.

Nécessité d'une caractérisation spatio-temporelle

A l'heure actuelle, l'intensité d'une impulsion focalisée est donc optimisée en contrôlant indépendamment les propriétés spatiales du faisceau et la durée d'impulsion en un point du faisceau. Cette optimisation ne prend par conséquent pas en compte les dépendances éventuelles entre les caractéristiques spatiales et temporelles de l'impulsion. Ce type de dépendance est appelée couplage (ou distorsion) spatio-temporel, et est définie comme une variation spatiale d'une propriété temporelle de l'impulsion et réciproquement. Ces distorsions spatio-temporelles aboutissent à une augmentation de la durée d'impulsion et de la taille de la tache focale, ce qui a pour conséquence de réduire considérablement l'intensité pic au foyer [31, 32]. Or, le principe même des chaînes lasers femtosecondes de haute-puissance fait que la présence de tels couplages spatio-temporels est extrêmement probable. En effet, la technique CPA consiste à introduire des couplages spatio-temporels sur le faisceau à l'aide d'éléments dispersifs de façon à modifier la séparation temporelle des différentes couleurs de l'impulsion. Normalement, le chromatisme induit

par ces différents éléments dispersifs est parfaitement compensé en fin de chaîne. Cependant, la simple présence d'un défaut sur une optique ou un mauvais alignement rend la compensation du chromatisme imparfaite, ce qui conduit à la présence de couplages spatio-temporels résiduels importants. En particulier, si les réseaux du compresseur optique ne sont pas parfaitement alignés l'un par rapport à l'autre, les couplages induits par chacun de ces réseaux ne se compensent plus et l'impulsion recomprimée va être alors être distordue spatio-temporellement [33–36]. Plus généralement, le simple fait de traverser des éléments optiques d'épaisseur variable, tels une lentille [37–39] ou un prisme [40], génère également des couplages sur le faisceau.

Plus une chaîne laser délivre des faisceaux de grand diamètre et des impulsions de courte durée, plus les couplages spatio-temporels affectent fortement les performances du laser. Or, les lasers de haute puissance ayant nécessairement de grands faisceaux et tendant à fournir des impulsions de plus en plus brèves, ils vont être particulièrement sensibles à la présence de ces couplages. À titre d'exemple, sur la Figure 1, nous avons tracé la perte d'intensité pic relative (en %) au foyer pour trois lasers de puissance différente en fonction de la valeur d'un couplage spatio-temporel d'ordre 1, appelé pulse front tilt et défini dans la Partie I. On voit clairement qu'une distorsion ayant une influence négligeable sur un laser 1 TW va conduire à une diminution particulièrement forte de l'intensité maximale au foyer sur un laser 10 PW. C'est donc pour les lasers femtosecondes de haute puissance que le problème de mesure et de contrôle des couplages spatio-temporels se pose de façon particulièrement aigüe.

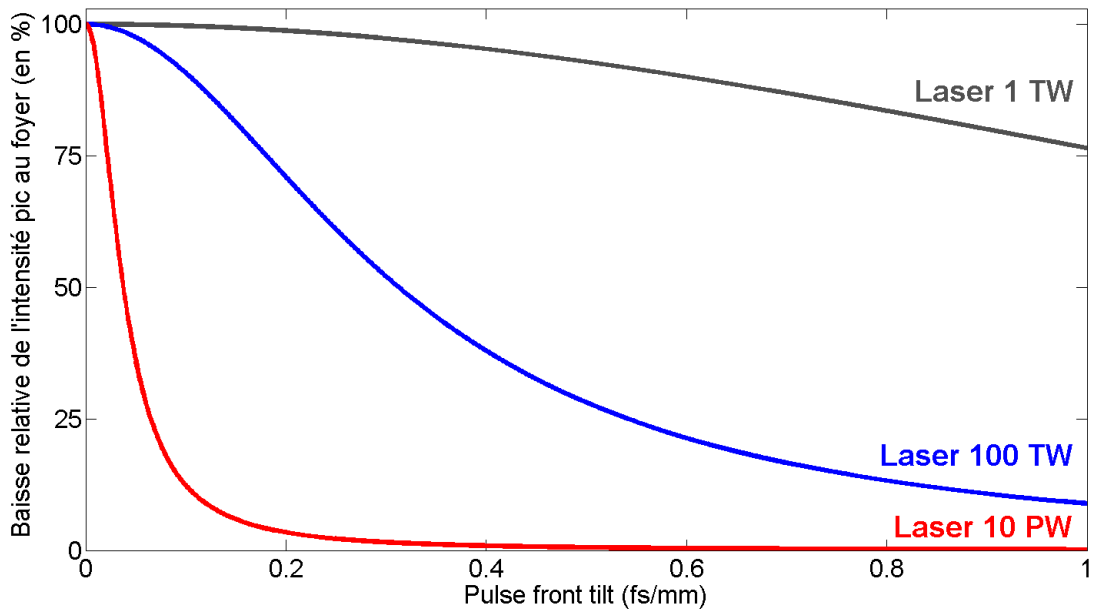


FIGURE 1 – Diminution relative de l'intensité pic au foyer en fonction de la valeur d'un couplage spatio-temporel d'ordre 1 (pulse front tilt). Le pulse front tilt, ξ , exprimé en $\text{fs} \cdot \text{mm}^{-1}$, correspond à une différence entre le front d'onde et le front d'impulsion. Les trois courbes de ce graphe ont été calculées pour des chaînes lasers Titane-saphire réellement existantes ou en cours de construction, basées sur la technique CPA. Les chaînes délivrant 1 TW et 100 TW correspondent respectivement aux lasers LUCA et UHI 100, sur lesquelles nous avons travaillé durant cette thèse. Le laser LUCA délivrent des impulsions de 45 fs (durée à mi-hauteur) et le faisceau a un diamètre de 2,5 cm. Le durée d'impulsion de la chaîne laser UHI 100 est de 25 fs et le diamètre du faisceau atteint 8 cm. L'installation 10 PW correspond au laser Apollon qui délivrera à terme des impulsions de 15 fs et un faisceau de 40 cm.

Par ailleurs, il est essentiel de souligner que les couplages spatio-temporels n'ont pas uniquement des conséquences néfastes. En effet, un contrôle de ces couplages peut permettre de générer des effets aux applications intéressantes notamment en optique non-linéaire [41]. Parmi les applications des couplages spatio-temporels, on citera l'effet phare attoseconde [42–44] à partir duquel une série d'impulsions attosecondes isolées peut être générée ou l'effet de focalisation à la fois spatiale et temporelle [14, 15, 45–47] qui permet de confiner les hautes intensités uniquement au foyer.

Au cours de mes trois années de thèse, mes travaux ont porté sur l'étude de ces couplages à travers le développement d'outils de métrologie permettant de caractériser des chaînes lasers femtosecondes de haute-puissance, telles que le laser 100 TW UHI 100, utilisée par l'équipe de recherche PHI, au sein de laquelle j'ai travaillé. Lorsque j'ai débuté ma thèse, il existait déjà un certain nombre de dispositifs permettant d'identifier la présence de distorsions spatio-temporelles sur une impulsion laser. Certaines de ces méthodes consistaient à utiliser les techniques de métrologie spatiale ou temporelle et à ajouter la résolution selon la dimension manquante pour obtenir une caractérisation spatio-temporelle. La technique HAMSTER [48] consiste par exemple à mesurer le front d'onde (via un analyseur de Shack-Hartmann) à différentes longueurs d'onde du spectre. Il existe également des techniques d'interférométrie spatiale résolue spectralement comme STRIPED FISH [49, 50] ou SEA TADPOLE [51–54] qui consistent à faire interférer un faisceau de référence avec le faisceau laser à caractériser. Cependant, malgré l'existence de nombreuses techniques, aucune chaîne laser femtoseconde de haute-puissance (TW-PW) n'avait encore pu être caractérisée spatio-temporellement bien que ce soit pour ce type d'installation qu'une telle mesure ait le plus de sens.

Plan de l'étude

Dans ce contexte, l'objectif de ma thèse était de développer des dispositifs de mesure spatio-temporelle adaptés à la caractérisation de la chaîne laser 100 TW UHI 100, utilisée par l'équipe de recherche PHI, au sein de laquelle j'ai travaillé.

Ainsi, dans un premier temps, nous avons amélioré SEA TADPOLE, une technique déjà existante afin de l'adapter à la caractérisation de ce type de laser. Pour contourner les difficultés d'une mesure au foyer liées d'une part aux très hautes intensités qui y règnent et d'autre part aux fluctuations de pointé, nous avons décidé d'effectuer la caractérisation du laser avant focalisation. Nous avons également ajouté une source de lumière cohérente à ce dispositif afin de pouvoir corriger l'effet des fluctuations de phase au sein de l'interféromètre qui empêchaient jusqu'alors une reconstruction correcte du front d'onde. A l'aide de ce dispositif, nous avons pu caractériser un laser 100 GW. Cependant, les limitations de la technique, dues à l'utilisation de fibres optiques, nous ont poussées à développer de nouveaux dispositifs afin de caractériser des chaînes lasers encore plus puissantes.

Nous avons ainsi imaginé, réalisé et validé une nouvelle technique de caractérisation spatio-temporelle, appelée TERMITES, particulièrement adaptée à la mesure d'impulsions femtosecondes de haute-puissance. Grâce à ce dispositif, basé sur une corrélation croisée entre le faisceau laser à caractériser et un faisceau de référence, nous avons pu réaliser la première caractérisation spatio-temporelle d'un laser 100 TW. Nous avons également mis au point une version mono-coup de ce dispositif.

Ce mémoire de thèse est composé de quatre parties. Dans la première partie, nous positionnons mes travaux dans le contexte scientifique. Après avoir introduit quelques notions essentielles sur les couplages spatio-temporels, nous étudierons en détail l'effet de ces distorsions sur l'impulsion, en particulier au foyer. Ensuite, nous effectuerons un bref état de l'art de la métrologie

spatio-temporelle des lasers ultra-courts afin d'en dégager la technique existante la plus adaptée à la caractérisation d'une chaîne laser 100 TW telle qu'UHI 100.

La deuxième partie présente notre implémentation de SEA TADPOLE permettant une caractérisation spatio-temporelle d'impulsions lasers femtosecondes de haute-puissance.

La troisième partie détaille la technique de caractérisation spatio-temporelle TERMITES, en particulier son principe de fonctionnement et les différentes propriétés importantes de ce dispositif. Nous terminerons cette partie en présentant les résultats de la caractérisation spatio-temporelle de la chaîne laser UHI 100.

Enfin, dans la dernière partie, nous présentons les améliorations apportées à TERMITES pour en faire un dispositif de caractérisation mono-coup 1D transverse, permettant notamment de suivre l'évolution tir à tir d'une chaîne laser TW.

Première partie

Couplages spatio-temporels et technique de caractérisations de chaînes lasers ultra-brèves

Chapitre 1

Théorie sur les couplages spatio-temporels

Sommaire

1.1	Champ électrique du laser	9
1.2	Définition des couplages spatio-temporels	11
1.3	Etude de l'amplitude spatio-spectrale	12
1.4	Etude de la phase spatio-spectrale	13
1.4.1	Phase spectrale	13
1.4.2	Phase spatio-spectrale	14
1.4.3	Couplages spatio-temporels affectant la phase spatio-spectrale . . .	16
1.5	Relation entre les couplages spatio-temporels du premier ordre	17
1.6	Influence des couplages spatio-temporels sur la durée d'impul- sion et la taille du faisceau	19
1.6.1	Taille du faisceau instantanée et intégrée	19
1.6.2	Durée d'impulsion locale et globale	20

Dans ce chapitre, l'objectif est :

- D'introduire les différentes notions relatives notamment aux espaces de Fourier dans lesquels le champ électrique d'une impulsion laser peut être défini.
- De définir les couplages spatio-temporels.
- D'étudier les différents couplages affectant l'amplitude et la phase spatio-spectrale d'une impulsion laser.
- D'établir les relations entre les différents couplages spatio-temporels du premier ordre.
- D'étudier l'effet des couplages spatio-temporels sur l'impulsion, en particulier la diminution de l'intensité au foyer.

1.1 Champ électrique du laser

Champ électrique dans le domaine (x, t)

Dans cette partie, on considère un champ électrique $E(x, y, z, t)$ se propageant dans la direction donnée par son vecteur d'onde $\mathbf{k}_L(t)$ et on note z la coordonnée selon la direction de propagation moyenne $\mathbf{k}_0 = \int_{t=0}^{+\infty} \mathbf{k}_L(t) dt$ et (x, y) les coordonnées dans le plan perpendiculaire

à \mathbf{k}_0 . Le champ électrique est entièrement caractérisé par son amplitude $A(x, y, z, t)$ et sa phase $\varphi(x, y, z, t)$ spatio-temporelles :

$$E(x, y, z, t) = A(x, y, z, t) e^{i\varphi(x, y, z, t)} \quad (1.1)$$

Pour simplifier, on se limite dans la suite de cette étude à une représentation du champ suivant la seule coordonnée transverse x . Sauf mention contraire, on supposera également dans cette étude que le faisceau laser dans le domaine (x, t) est collimaté, car c'est le cas à la sortie de la chaîne laser. Dans la [Partie III](#), nous présenterons un dispositif de caractérisation spatio-temporelle (TERMITES) où la mesure est réalisée dans ce domaine. Dans la suite de cette section, nous allons étudier les autres représentations du champ électrique dans les espaces de Fourier (x, ω) , (k, t) et (k, ω) , k étant le vecteur d'onde associé à la coordonnée transverse x .

Champ électrique dans le domaine (x, ω)

Il s'agit ici d'étudier une représentation du champ dans le domaine *espace - pulsation* (x, ω) donné par la transformée de Fourier du champ spatio-temporel par rapport au temps :

$$E(x, \omega) = A(x, \omega) e^{i\varphi(x, \omega)} = \int_{-\infty}^{+\infty} E(x, t) \exp(-i\omega t) dt \quad (1.2)$$

$A(x, \omega)$ représente l'amplitude spatio-spectrale, c'est-à-dire le spectre de l'impulsion à différentes positions transverses x dans le faisceau. $\varphi(x, \omega)$ correspond à la phase spectrale en différentes positions x . Comme nous le verrons dans la [section 1.4](#), la phase spatio-spectrale est essentielle pour décrire certaines propriétés de l'impulsion, telles que le front d'onde ou le front d'impulsion, qui permettent de déceler la présence de certains couplages spatio-temporels. Dans la [Partie II](#) et la [Partie IV](#), nous présenterons deux dispositifs (SEA TADPOLE et SEA TERMITES) de caractérisation spatio-temporelle que nous avons utilisés pour déterminer le champ laser dans le domaine (x, ω) .

Champ électrique dans le domaine (k, t)

Le champ électrique peut également être déterminé dans le domaine *fréquence spatiale - temps* (k, t) donnée par la transformée de Fourier du champ spatio-temporel selon la dimension spatiale :

$$E(k, t) = A(k, t) e^{i\varphi(k, t)} = \int_{-\infty}^{+\infty} E(x, t) \exp(-ikx) dx \quad (1.3)$$

$E(k, t)$ peut s'interpréter comme le champ spatio-temporel au foyer $E(x_f, t)$ d'une optique parfaite de focale f , avec $k = k_L x_f / f$ et x_f la coordonnée transverse au foyer. On entend ici par optique parfaite une optique n'induisant aucune aberration ou chromatisme. Le faisceau étant collimaté dans le domaine (x, t) , l'amplitude $A(k, t)$ correspond à la tache focale résolue temporellement.

Champ électrique dans le domaine (k, ω)

Il s'agit d'étudier une représentation *fréquence spatiale - pulsation* (k, ω) donnée par la Transformée de Fourier du champ en espace et en temps :

$$E(k, \omega) = A(k, \omega) e^{i\varphi(k, \omega)} = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} E(x, t) \exp(-i(kx + \omega t)) dx dt \quad (1.4)$$

Cette représentation donne un aperçu de la distribution angulaire en $\theta = k/k_L$ de chaque pulsation ω . De manière analogue au champ dans le domaine (k, t) , $E(k, \omega)$ peut également s'interpréter comme le champ spatio-spectral $E(x_f, \omega)$ au foyer d'une optique parfaite de focale f .

Propagation d'une impulsion laser

Jusqu'à présent, nous avons présenté le champ électrique d'une impulsion laser dans les quatres espaces de Fourier. Dans de nombreuses applications, il peut être nécessaire de déterminer le profil spatio-temporel ou spatio-spectral du faisceau dans d'autres plans traverses, z , que les deux plans bien particuliers correspondant au faisceau collimaté et au faisceau focalisé. En particulier, il peut être intéressant de regarder le profil du champ à des positions intermédiaires. En théorie, connaissant le champ électrique dans un plan z_0 donné, typiquement le plan où la mesure est effectuée, il est possible de déterminer le champ dans n'importe quel autre plan z . Pour cela, on peut notamment utiliser l'intégrale d'Huygens-Fresnel [55] qui fournit l'expression analytique $E(x, \omega, z)$ du spectre du champ dans un plan situé à la position z :

$$E(x, \omega, z) = \frac{i}{\sqrt{\lambda_0 z}} \int_{-\infty}^{+\infty} E(x', \omega, z=0) \exp \left[-\frac{ik_L}{2z} (x' - x)^2 \right] dx' \quad (1.5)$$

Par conséquent, pour déterminer complètement une impulsion laser, il suffit de mesurer son champ électrique dans un plan, $z = z_0$, le champ à n'importe quelle autre position z pouvant être déterminé à partir de l'Équation 1.5. Dans la suite, pour simplifier les expressions, on notera $E(x, \omega)$ le champ mesuré dans un plan z donné.

1.2 Définition des couplages spatio-temporels

On dira qu'un faisceau de lumière ultra-bref présente un couplage (ou une distorsion) spatio-temporel, lorsque ses propriétés spatiales dépendent du temps et inversement. Formellement, cela signifie qu'on ne pourra pas écrire le champ électrique \mathbf{E} dans le plan $z = z_0$, comme le produit d'une fonction de l'espace x et du temps t :

$$E(x, t) \neq \underbrace{A_1(x) \exp(i\varphi_1(t))}_{\text{Espace}} \times \underbrace{A_2(t) \exp(i\varphi_2(t))}_{\text{Temps}} \quad (1.6)$$

L'Équation 1.6 montre qu'un couplage spatio-temporel du champ électrique peut être issu :

- d'un couplage affectant la phase : $\varphi(x, t) \neq \varphi_1(x) + \varphi_2(t)$.
- et/ou d'un couplage affectant l'amplitude : $A(x, t) \neq A_1(x) A_2(t)$.

Comme nous l'avons vu dans la section 1.1, il existe 3 autres représentations du champ électrique \mathbf{E} dans les espaces de Fourier (x, ω) , (k, t) et (k, ω) , ce qui signifie que l'on peut définir au total huit catégories de couplages différents : une catégorie de couplages affectant la phase et une autre concernant l'amplitude de l'impulsion dans chacun des espaces de Fourier. Comme chacun de ces espaces sont liés entre eux par transformée de Fourier, les couplages le seront également puisqu'il suffit de mesurer le champ électrique dans un domaine pour avoir accès aux champs électriques et donc aux couplages dans les trois autres domaines. En outre, nous verrons que l'évolution d'un couplage spatio-temporel dans les différents domaines de Fourier sera très utile pour mieux appréhender son origine. Dans la suite de cette thèse, on appellera couplage spatio-temporel la situation où une propriété du faisceau dans le domaine spatial (k ou x) dépend du domaine spectral ou temporel (ω et t) et inversement.

Dans les deux sections suivantes, nous étudierons en détail les distorsions spatio-spectrales affectant l'amplitude et la phase dans le domaine (x, ω) . Puis dans la [section 1.6](#), nous verrons que les distorsions spatio-temporelles conduisent généralement à une augmentation de la taille de la tache focale ainsi qu'à une augmentation de la durée d'impulsion, ce qui a pour conséquence de réduire l'intensité maximale au foyer délivrée par la chaîne laser.

1.3 Etude de l'amplitude spatio-spectrale

Dans cette section, nous allons étudier les couplages spatio-spectraux affectant l'amplitude du champ électrique dans le domaine (x, ω) . Nous avons fait le choix de cet espace de Fourier car, comme nous l'avons vu dans la [section 1.1](#), il s'agit du domaine dans lequel nous avons utilisé trois des quatre dispositifs de mesure que nous allons présenter dans ce manuscrit. L'amplitude peut se déterminer à partir du champ électrique de la façon suivante :

$$A(x, \omega) = |E(x, \omega)| \quad (1.7)$$

Pour déterminer les couplages affectant l'amplitude spatio-spectrale, nous pouvons effectuer un développement limité de l'amplitude autour de la pulsation centrale, ω_0 , du laser étudié :

$$\begin{aligned} A(x, \omega) &= \sum_{n=0}^{+\infty} \frac{\partial^n A(x, \omega)}{\partial \omega^n} \Big|_{\omega=\omega_0} \frac{(\omega - \omega_0)^n}{n!} = \sum_{n=0}^{+\infty} A_0^{(n)}(x, \omega_0) \frac{(\omega - \omega_0)^n}{n!} \\ &= A(x, \omega_0) + \frac{\partial A(x, \omega)}{\partial \omega} \Big|_{\omega=\omega_0} (\omega - \omega_0) + \frac{\partial^2 A(x, \omega)}{\partial \omega^2} \Big|_{\omega=\omega_0} \frac{(\omega - \omega_0)^2}{2} + \dots \end{aligned} \quad (1.8)$$

puis un développement limité autour de la position centrale, x_0 , du faisceau :

$$\begin{aligned} A(x, \omega) &= A(x, \omega_0) + \sum_{n=1}^{+\infty} \frac{\partial^n A(x_0, \omega)}{\partial \omega^n} \Big|_{\omega=\omega_0} \frac{(\omega - \omega_0)^n}{n!} + \frac{\partial^2 A(x, \omega)}{\partial x \partial \omega} \Big|_{\omega=\omega_0}^{x=x_0} (\omega - \omega_0) (x - x_0) \\ &\quad + \frac{\partial^3 A(x, \omega)}{\partial x^2 \partial \omega} \Big|_{\omega=\omega_0}^{x=x_0} (\omega - \omega_0) \frac{(x - x_0)^2}{2} + \frac{\partial^3 A(x, \omega)}{\partial x \partial \omega^2} \Big|_{\omega=\omega_0}^{x=x_0} \frac{(\omega - \omega_0)^2}{2} (x - x_0) + \dots \end{aligned} \quad (1.9)$$

En posant :

$$\chi = \frac{\partial^2 A(x, \omega)}{\partial x \partial \omega} \Big|_{\omega=\omega_0}^{x=x_0} \quad (1.10)$$

$$\rho = \frac{\partial^3 A(x, \omega)}{\partial x^2 \partial \omega} \Big|_{\omega=\omega_0}^{x=x_0} \quad (1.11)$$

$$\kappa = \frac{\partial^3 A(x, \omega)}{\partial x \partial \omega^2} \Big|_{\omega=\omega_0} \quad (1.12)$$

On peut alors décomposer l'amplitude spatio-spectrale de la façon suivante :

$$\begin{aligned} A(x, \omega) &= \overbrace{A(x, \omega_0) + A(x_0, \omega) - A(x_0, \omega_0)}^{A(x, \omega) \text{ en l'absence de couplage}} + \overbrace{\chi (\omega - \omega_0) (x - x_0)}^{\text{Couplage d'ordre 1}} \\ &\quad + \underbrace{\rho (\omega - \omega_0) \frac{(x - x_0)^2}{2} + \kappa \frac{(\omega - \omega_0)^2}{2} (x - x_0)}_{\text{Couplages d'ordre 2}} + \underbrace{\dots}_{\text{Couplages d'ordre supérieur}} \end{aligned} \quad (1.13)$$

On voit que la décomposition de l'amplitude réalisée dans l'Équation 1.13 fait apparaître différents couplages spatio-spectraux. En particulier, le couplage d'ordre 1 en $(x - x_0)(\omega - \omega_0)$, noté χ , est appelé chirp spatial et il correspond à la situation où la fréquence centrale de l'impulsion varie de façon linéaire avec sa coordonnée transverse x . Dans cette thèse, nous étudierons également le couplage d'ordre 2 en $(x - x_0)^2(\omega - \omega_0)$ que nous appelons chirp spatial quadratique, ρ , car dans ce cas la fréquence centrale affiche une dépendance en x^2 . Dans la section suivante, nous étudierons les distorsions spatio-spectrales affectant la phase du champ électrique dans l'espace (x, ω) .

1.4 Etude de la phase spatio-spectrale

L'analyse de la phase spectrale en différents points du faisceau, $\varphi(x, \omega)$, renseigne sur certains paramètres physiques, comme le front d'onde ou le front d'impulsion, et permet de déceler la présence de distorsions spatio-temporelles affectant l'impulsion [56, 57]. En pratique, la phase spatio-spectrale est liée au champ électrique de la façon suivante :

$$\varphi(x, \omega) = \mathbb{I}[\ln(E(x, \omega))] \quad (1.14)$$

La phase spatio-spectrale à une position x donnée correspond à la phase spectrale que nous allons étudier en détail dans la sous-section suivante, tandis qu'une coupe spatiale de la phase à une pulsation ω donnée représente le front de phase à cette pulsation. D'après le formalisme de l'Équation 1.1, le champ électrique correspond au produit de l'amplitude et de l'exponentiel complexe de la phase. La phase déterminée à l'aide de l'Équation 1.14 va varier entre $-\pi$ et π , puisque nous accédons en réalité à : $\text{mod}[\varphi, 2\pi] - \pi$. Pour reconstruire les valeurs correctes de la phase φ , et non $\text{mod}[\varphi, 2\pi] - \pi$, il faut appliquer une opération mathématique appelée dépliement de phase [58] que nous détaillons dans l'annexe C.

1.4.1 Phase spectrale

Dans cette sous-section, nous allons étudier la phase spectrale à une position x_0 donnée, $\varphi(x_0, \omega)$, à l'aide d'un développement limité autour de la pulsation centrale, ω_0 , du laser :

$$\varphi(x_0, \omega) = \sum_{n=0}^{+\infty} \frac{\partial^n \varphi(x_0, \omega)}{\partial \omega^n} \bigg|_{\omega=\omega_0} \frac{(\omega - \omega_0)^n}{n!} = \sum_{n=0}^{+\infty} \varphi_0^{(n)}(x_0, \omega_0) \frac{(\omega - \omega_0)^n}{n!} \quad (1.15)$$

En se limitant seulement aux trois premiers termes du développement limité de l'Équation 1.15, on obtient :

$$\varphi(x_0, \omega) = \varphi(x_0, \omega_0) + \varphi_0^{(1)}(x_0, \omega_0) \times (\omega - \omega_0) + \varphi_0^{(2)}(x_0, \omega_0) \times \frac{(\omega - \omega_0)^2}{2} + \dots \quad (1.16)$$

Dans la suite de cette sous-section, nous allons étudier ces trois termes.

Phase absolue

Le premier terme, $\varphi(x_0, \omega_0)$, de l'Équation 1.16 est défini comme la phase absolue de l'impulsion à la position x_0 . Elle représente le décalage de phase entre l'enveloppe et la porteuse du champ électrique comme indiqué sur la Figure 1.1.(b). Appelé CEP en anglais, pour Carrier-Envelope Phase, ce terme joue un rôle majeur dans des interactions non-linéaires telles que la

génération d'harmoniques d'ordre élevé [42–44] lorsque l'impulsion est suffisamment courte pour que seulement quelques cycles soient contenus dans l'enveloppe du champ électrique.

Délai de groupe

Le second terme, $\varphi_0^{(1)}(x_0, \omega_0)$, de l'Équation 1.16 est défini comme le délai de groupe de l'impulsion à la position x_0 . Comme on peut le voir sur la Figure 1.1.(c), le délai de groupe correspond à la pente de la phase spectrale et traduit le décalage en temps, Δt , de l'impulsion par rapport à un temps de référence comme nous pouvons le voir en comparant la Figure 1.1.(b) et la Figure 1.1.(d).

Dispersion du délai de groupe

Le troisième terme, $\varphi_0^{(2)}(x_0, \omega_0)$, de l'Équation 1.16 est défini comme la dispersion du délai de groupe (abrégée en GDD pour Group Delay Dispersion en anglais). Elle représente la courbure de la phase spectrale (cf. Figure 1.1.(e)) et traduit le degré de synchronisation des différentes couleurs de l'impulsion. Le GDD simulée sur la Figure 1.1.(e) provient d'une dispersion chromatique normale, telle qu'on peut la rencontrer à la traversée d'un milieu matériel comme le verre. Ainsi, les basses fréquences de l'impulsion (le "rouge") arrivent avant les hautes fréquences de l'impulsion (le "bleu") comme nous pouvons nous en rendre compte sur la Figure 1.1.(f). Le fait que les différentes couleurs de l'impulsion soient séparées temporellement conduit à une augmentation de la durée de l'impulsion.

1.4.2 Phase spatio-spectrale

Dans cette sous-section, nous allons étudier les différentes informations contenues dans la phase spatio-spectrale, $\varphi(x, \omega)$, qui correspond à la phase spectrale étudiée en sous-section 1.4.1 en différentes positions x :

$$\begin{aligned}\varphi(x, \omega) &= \varphi(x, \omega_0) + \varphi_0^{(1)}(x) \times (\omega - \omega_0) + \varphi_0^{(2)}(x, \omega_0) \times \frac{(\omega - \omega_0)^2}{2} + \dots \\ &= t_\varphi(x) \times \omega_0 + t_g(x) \times (\omega - \omega_0) + \varphi_0^{(2)}(x, \omega_0) \times \frac{(\omega - \omega_0)^2}{2} + \dots\end{aligned}\quad (1.17)$$

Dans la suite de cette sous-section, nous allons étudier les deux premiers termes de la phase spatio-spectrale introduits dans l'Équation 1.17.

Front d'onde

Le premier terme, $t_\varphi(x)$, de l'Équation 1.17 correspond au front d'onde de l'impulsion. Il s'agit du rapport entre le front de phase en ω_0 , $\varphi(x, \omega_0)$, et la pulsation centrale du laser, ω_0 : $t_\varphi(x) = \varphi(x, \omega_0) / \omega_0$. Le front d'onde s'exprime donc en femtosecondes et peut être directement comparé au second terme de l'Équation 1.17, $t_g(x)$, afin de déterminer certaines distorsions spatio-temporelles. Nous avons déterminé ici le front d'onde comme une fonction de x . Il est également possible de définir ce paramètre physique comme la région où la phase a la même valeur dans le plan (x, z) . Dans ce cas, le front d'onde est orthogonal à la direction de propagation globale de l'impulsion. Sa vitesse de propagation est donnée par la vitesse de phase :

$$v_\varphi = \frac{\omega}{k} = \frac{c}{n(\lambda)} \quad (1.18)$$

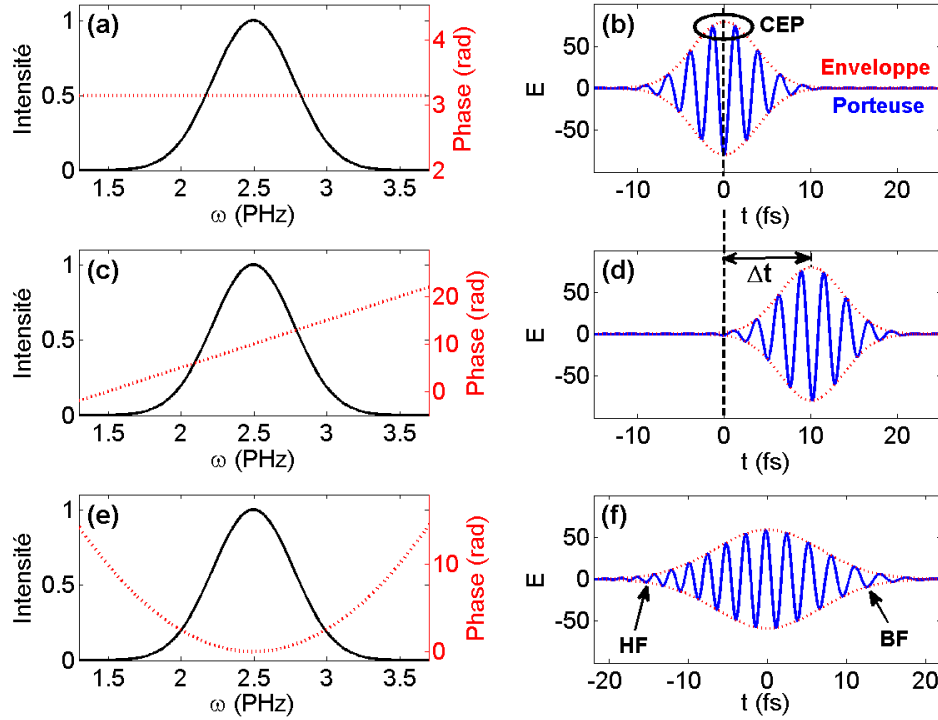


FIGURE 1.1 – **Les différents termes de la phase spectrale.** Sur la première colonne sont tracées les phases (courbes rouges pointillées) et les amplitudes spectrales (courbes noires) à une position x_0 donnée dans différents cas. Sur la deuxième colonne sont tracées les enveloppes (courbes rouges pointillées) et les porteuses (courbes bleues) des parties réelles des champs électriques temporels calculées à partir des amplitudes et des phases spectrales de la première ligne. (a-b) la phase absolue est égale à π , CEP : Carrier-envelope phase. (c-d) la phase spectrale est linéaire (e-f) la phase spectrale est quadratique, HF : hautes fréquences, BF : basses fréquences.

La phase absolue étant déterminée entre $-\pi$ et π comme nous l'avons vu dans la section précédente, il est également nécessaire de déplier le front d'onde. Dans l'annexe C, nous présentons deux techniques différentes permettant le dépliement du front d'onde, dont une permet de résoudre certains problèmes d'échantillonnage.

Front d'impulsion

Le second terme, $t_g(x)$, de l'Équation 1.17 est appelé front d'impulsion ou front d'intensité et correspond au délai de groupe de l'impulsion à différentes positions x . Il se propage à la vitesse de groupe, v_g :

$$v_g = \left(\frac{\partial \omega}{\partial k} \right)^{-1} = \frac{c}{n(\lambda) - \lambda n'(\lambda)} \quad (1.19)$$

où n est l'indice de refraction du milieu matériel et $n'(\lambda) = \frac{dn}{d\lambda}$. En comparant l'Équation 1.18 et l'Équation 1.19, on remarque que le front d'impulsion et le front d'onde se propagent donc à une vitesse différente, excepté dans le vide. Comme nous le verrons dans la sous-section suivante, le pulse front tilt et le pulse front curvature sont des distorsions spatio-temporelles qui proviennent d'une différence particulière entre le front d'onde et le front d'impulsion.

1.4.3 Couplages spatio-temporels affectant la phase spatio-spectrale

Pour déterminer les couplages spatio-spectraux résultant d'une différence entre le front d'onde t_φ et le front d'impulsion t_g , on peut réécrire l'Équation 1.17 de la façon suivante :

$$\varphi(x, \omega) = t_\varphi(x) \times \omega + (t_g(x) - t_\varphi(x)) \times (\omega - \omega_0) + \varphi_0^{(2)}(x, \omega_0) \times \frac{(\omega - \omega_0)^2}{2} + \dots \quad (1.20)$$

De manière analogue à ce qui avait été fait pour étudier les couplage affectant l'amplitude dans la section 1.3, on effectue un développement limité autour de la position centrale x_0 de la phase développée dans l'Équation 1.20 :

$$\begin{aligned} \varphi(x, \omega) = & t_\varphi(x) \times \omega + \sum_{n=1}^{+\infty} \varphi_0^{(n)}(x_0, \omega_0) \frac{(\omega - \omega_0)^n}{n!} - t_\varphi(x_0) (\omega - \omega_0) \\ & + \left. \frac{\partial(t_g - t_\varphi)(x)}{\partial x} \right|_{x=x_0} (x - x_0) (\omega - \omega_0) + \left. \frac{\partial^2(t_g - t_\varphi)(x)}{\partial x^2} \right|_{x=x_0} \frac{(x - x_0)^2}{2} (\omega - \omega_0) \\ & + \left. \frac{\partial \varphi_0^{(2)}(x, \omega_0)}{\partial x} \right|_{x=x_0} (x - x_0) \frac{(\omega - \omega_0)^2}{2} + \dots \end{aligned} \quad (1.21)$$

En posant :

$$\xi = \left. \frac{\partial(t_g - t_\varphi)(x)}{\partial x} \right|_{x=x_0} \quad (1.22)$$

$$\zeta = \left. \frac{\partial^2(t_g - t_\varphi)(x)}{\partial x^2} \right|_{x=x_0} \quad (1.23)$$

$$\sigma = \left. \frac{\partial \varphi_0^{(2)}(x, \omega_0)}{\partial x} \right|_{x=x_0} \quad (1.24)$$

On peut alors décomposer la phase spatio-spectrale de la façon suivante :

$$\begin{aligned} \varphi(x, \omega) = & \overbrace{\varphi(x_0, \omega) - t_\varphi(x_0) \times \omega}^{\text{\varphi(x, \omega) en l'absence de couplage}} + \overbrace{\xi (\omega - \omega_0) (x - x_0)}^{\text{Couplage d'ordre 1}} \\ & + \underbrace{\zeta (\omega - \omega_0) \frac{(x - x_0)^2}{2} + \sigma \frac{(\omega - \omega_0)^2}{2} (x - x_0)}_{\text{Couplages d'ordre 2}} + \underbrace{\dots}_{\text{Couplages d'ordre supérieur}} \end{aligned} \quad (1.25)$$

On voit que la décomposition de la phase réalisée dans l'Équation 1.25 fait apparaître différents couplages spatio-spectraux. En particulier, le couplage d'ordre 1 en $(x - x_0) (\omega - \omega_0)$, noté ξ , est appelé pulse front tilt et il correspond à une différence d'inclinaison entre le front d'onde et le front d'impulsion. Le couplage d'ordre 2 en $(x - x_0) (\omega - \omega_0)^2$, appelé pulse front curvature, ζ , représente une différence de courbure entre le front d'onde et le front d'impulsion. Enfin, la dispersion radiale du délai de groupe σ , qui est un couplage en $(x - x_0)^2 (\omega - \omega_0)$, correspond à une variation spatiale linéaire de la GDD. Dans la sous-section 2.1.1, nous étudierons plus en détail le pulse front tilt, puis dans la section 2.2, nous nous intéresserons aux couplages spatio-temporels d'ordre 2, à savoir le pulse front curvature et la dispersion radiale du délai de groupe.

1.5 Relation entre les couplages spatio-temporels du premier ordre

Dans cette section, l'objectif est d'établir les liens existants entre les couplages spatio-temporels du premier ordre des différents domaines de Fourier. Pour cela, nous allons nous limiter à l'étude de faisceaux impulsionnels gaussiens comme cela a été fait par Akturk et al [31] ou par Zeng et al [32].

Dans le domaine (x, t) , le champ électrique s'écrit alors :

$$E(x, t) = E(x = 0, t = 0) \exp \left[- \left(\frac{1}{w^2} + i \frac{k}{2R} \right) x^2 \right] \exp \left[\left(\frac{\xi}{\tau^2} + i \frac{\varsigma}{\tau^2} \right) xt \right] \exp \left[- \left(\frac{1}{\tau^2} - i\beta \right) t^2 \right] \quad (1.26)$$

Le champ électrique définit dans l'Équation 1.26 laisse apparaître les propriétés suivantes :

- w représente le rayon transverse du laser (waist en anglais).
- $k = \frac{2\pi}{\lambda_0}$ est la norme du vecteur d'onde.
- R correspond au rayon de courbure des fronts d'onde.
- β est le chirp temporel de l'impulsion.
- τ correspond à la durée de l'impulsion.
- ξ et ς sont les distorsions spatio-temporelles du premier ordre affectant respectivement l'amplitude et la phase spatio-temporelle de l'impulsion laser.

D'après l'Équation 1.26, le champ électrique du faisceau laser étudié est proportionnel à une fonction exponentielle d'un terme spatial en x^2 , d'un terme temporel en t^2 et d'un terme spatio-temporel en xt contenant les distorsions spatio-temporelles de l'impulsion :

$$E(x, t) = E(x = 0, t = 0) \exp [a_{xx} x^2 + a_{xt} xt + a_{tt} t^2] \quad (1.27)$$

où $(a_{xx}, a_{xt}, a_{tt}) \in \mathbb{C}^3$. La signification physique de ces coefficients est la suivante :

1. $\Re\{a_{xx}\} = -\frac{1}{w^2}$ est égal à l'inverse du carré de la taille du faisceau laser.
2. $\Im\{a_{xx}\} = -\frac{\pi}{\lambda_0 R}$ est inversement proportionnel au terme de courbure du front d'onde.
3. $\Re\{a_{tt}\} = \frac{1}{\tau^2}$ est égal à l'inverse du carré de la durée de l'impulsion,
4. $\Im\{a_{tt}\} = -\beta$ est égal au chirp temporel,
5. $\Re\{a_{xt}\} = \frac{\xi}{\tau^2}$ fait apparaître le pulse front tilt introduit dans la sous-section 1.4.3. Il s'agit d'un couplage du profil d'amplitude dans le domaine (x, t) . Nous étudierons ce couplage spatio-temporel dans la sous-section 2.1.1.
6. $\Im\{a_{xt}\} = \frac{\varsigma}{\tau^2}$ se traduit par une dépendance en espace et en temps de la phase de l'impulsion. Physiquement, cette distorsion de la phase est due à une rotation du front d'onde de l'impulsion dans le temps. Ce phénomène est appelé "rotation de front d'onde" et sera détaillé dans la sous-section 2.1.4.

Ainsi, comme nous venons de le voir, il existe seulement deux couplages spatio-temporels indépendants du premier ordre dans l'espace (x, t) . Ces distorsions affectent respectivement l'amplitude (pulse front tilt) et la phase (rotation de front d'onde) spatio-temporelles.

Comme nous l'avons vu dans la section 1.1, pour une étude exhaustive des couplages spatio-temporels, il est nécessaire d'étudier le champ électromagnétique dans les quatres domaines de Fourier. Le champ dans l'espace (x, ω) se calcule simplement en effectuant une transformée de Fourier du champ dans l'espace (x, t) :

$$E(x, \omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} E(x, t) \exp(-i\omega t) dt \quad (1.28)$$

En utilisant l'intégrale complexe de Fresnel [59] :

$$\int_{-\infty}^{\infty} \exp(-pt^2 \pm qt) dt = \exp\left(\frac{q^2}{4p}\right) \frac{\sqrt{\pi}}{\sqrt{|p|}} \quad (1.29)$$

avec $p = -a_{tt}$ et $q = a_{xt}x - i\omega$, il vient :

$$E(x, \omega) = E(x=0, t=0) \frac{\sqrt{\pi}}{\sqrt{|a_{tt}|}} \exp\left[\left(a_{xx} - \frac{a_{xt}^2}{4a_{tt}}\right)x^2 + i\frac{a_{xt}}{2a_{tt}}x\omega + \frac{1}{4a_{tt}}\omega^2\right] \quad (1.30)$$

En posant :

$$E(x, \omega) = E(x=0, \omega=0) \exp[b_{xx}x^2 + b_{x\omega}x\omega + b_{\omega\omega}\omega^2] \quad (1.31)$$

On peut établir les relations suivantes entre les coefficients a_{ii} du champ électrique dans l'espace (x, t) et les coefficients b_{ii} du champ électrique dans l'espace (x, ω) :

$$\begin{cases} b_{xx} &= a_{xx} - \frac{a_{xt}^2}{4a_{tt}} \\ b_{x\omega} &= \frac{i}{2} \frac{a_{xt}}{a_{tt}} \\ b_{\omega\omega} &= \frac{1}{4a_{tt}} \end{cases} \quad (1.32)$$

Physiquement, ces coefficients ont la signification suivante :

1. $\Re\{b_{xx}\}$ est proportionnel à la taille du faisceau à une fréquence ω donnée.
2. $\Im\{b_{xx}\}$ est le terme de courbure du front d'onde.
3. $\Re\{b_{\omega\omega}\}$ est proportionnel à la largeur spectrale de l'impulsion.
4. $\Im\{b_{\omega\omega}\}$ correspond à la dispersion du délai de groupe.
5. $\Re\{b_{x\omega}\} = \chi$ fait apparaître le chirp spatial introduit dans la [section 1.3](#). Il s'agit d'un couplage en amplitude dans l'espace (x, ω) . Ce couplage en amplitude est le pendant dans l'espace (x, ω) du pulse front tilt dans l'espace (x, t) . Dans la [sous-section 2.1.3](#), nous étudierons cette distorsion spatio-spectrale.
6. $\Im\{b_{x\omega}\} = \alpha$ est communément appelé dispersion angulaire des fréquences, abrégé généralement en dispersion angulaire. Il entraîne une inclinaison des fronts de phase d'une quantité dépendant de la fréquence ω . Dans la [sous-section 2.1.2](#), nous détaillerons cette distorsion spatio-spectrale.

On constate d'abord que l'expression du champ électrique dans l'espace (x, ω) fournie par l'Équation 1.27 est rigoureusement de la même forme que celle dans l'espace (x, t) donnée par l'Équation 1.31. Seules les valeurs des coefficients de pondération des coordonnées x et ω dans le nouvel espace de Fourier changent. Ceci est valable quel que soit le domaine de Fourier dans lequel on se place. Le [Tableau 1.1](#) résume les relations de passage entre les coefficients de couplages d'un domaine de Fourier à un autre.

Ainsi, une fois les couplages en amplitude et en phase du premier ordre déterminés dans un domaine donné, on peut en déduire les couplages dans les 3 autres domaines de Fourier en utilisant les relations du [Tableau 1.1](#). Il est intéressant de noter que dans le cas où $\Im\{a_{tt}\} = 0$ (pas de chirp temporel), la relation $b_{x\omega} = -ia_{xt}/2a_{tt}$ du système d'équations de l'Équation 1.32 montre qu'un couplage en amplitude dans un domaine de Fourier, se traduit par un couplage de phase dans le domaine dual, obtenu par une seule transformée de Fourier, et réciproquement. Par exemple,

dans cette relation, un pulse front tilt dans l'espace (x, t) (terme a_{xt} réel) correspond à une dispersion angulaire des fréquences de l'impulsion dans le domaine (x, ω) (terme $b_{x\omega}$ imaginaire), de même que la rotation de front d'onde dans l'espace (x, t) (terme a_{xt} imaginaire) est associée à un chirp spatial dans l'espace (x, ω) (terme $a_{x\omega}$ réel). Dans ce cas, comme nous le détaillerons dans le [chapitre 2](#), il n'existe alors que quatres couplages différents à savoir le pulse front tilt ξ et la rotation de front d'onde ς dans le domaine temporel, et le chirp spatial χ et la dispersion angulaire α dans le domaine spectral.

(x, t)	(x, ω)	(k, ω)	(k, t)
a_{xt}	$\frac{i}{2} \frac{b_{x\omega}}{b_{\omega\omega}}$	$\frac{1}{4} \frac{c_{k\omega}}{c_{kk}c_{\omega\omega} + c_{k\omega}^2}$	$-\frac{i}{2} \frac{d_{kt}}{d_{kk}}$
$\frac{i}{2} \frac{a_{xt}}{a_{tt}}$	$b_{x\omega}$	$-\frac{i}{2} \frac{c_{k\omega}}{c_{kk}}$	$\frac{1}{4} \frac{d_{kt}}{d_{kk}d_{tt} + d_{kt}^2}$
$\frac{1}{4} \frac{a_{xt}}{a_{xx}a_{tt} + a_{xt}^2}$	$\frac{i}{2} \frac{b_{x\omega}}{b_{xx}}$	$c_{k\omega}$	$-\frac{i}{2} \frac{d_{kt}}{d_{tt}}$
$\frac{i}{2} \frac{a_{xt}}{a_{xx}}$	$\frac{1}{4} \frac{b_{k\omega}}{b_{xx}b_{\omega\omega} + b_{x\omega}^2}$	$\frac{i}{2} \frac{c_{k\omega}}{c_{\omega\omega}}$	d_{kt}

TABLE 1.1 – Relations entre les couplages dans les 4 domaines de Fourier.

1.6 Influence des couplages spatio-temporels sur la durée d'impulsion et la taille du faisceau

La présence de couplages spatio-temporels sur le faisceau laser peut avoir pour conséquence d'augmenter la durée d'impulsion au foyer et/ou la taille du faisceau, ce qui conduit à une diminution de l'intensité maximale. Afin de mettre en avant l'influence des distorsions spatio-temporelles sur les différents paramètres de l'impulsion, on définit dans cette section les notions de propriétés locales et globales, en particulier pour la taille du faisceau [\[31\]](#) ([sous-section 1.6.1](#)) et la durée de l'impulsion [\[31, 60\]](#) ([sous-section 1.6.2](#)).

1.6.1 Taille du faisceau instantanée et intégrée

Dans cette sous-section, on définit la taille, $\Delta x_L(t)$, du faisceau instantanée ou "locale" (indiquée par l'indice L) comme étant la taille du faisceau à un instant t donné :

$$\Delta x_L(t) = \sqrt{\frac{\int_{-\infty}^{+\infty} x^2 I(x, t) dx}{\int_{-\infty}^{+\infty} I(x, t) dx} - \left(\frac{\int_{-\infty}^{+\infty} x I(x, t) dx}{\int_{-\infty}^{+\infty} I(x, t) dx} \right)^2} \quad (1.33)$$

On peut également définir la taille du faisceau intégrée ou "globale" (indiquée par l'indice G) qui reflète pour sa part la taille du faisceau intégrée temporellement :

$$\Delta x_G = \sqrt{\frac{\iint_{-\infty}^{+\infty} x^2 I(x, t) dx dt}{\iint_{-\infty}^{+\infty} I(x, t) dx dt} - \left(\frac{\int_{-\infty}^{+\infty} x I(x, t) dx}{\int_{-\infty}^{+\infty} I(x, t) dx} \right)^2} \quad (1.34)$$

En ne prenant en compte que les couplages spatio-temporels du premier ordre, soit en utilisant le formalisme du champ électrique présenté dans l'Équation 1.27, on est en mesure de calculer les tailles instantanées et intégrées du faisceau :

$$\Delta x_L = \frac{1}{2} \sqrt{-\frac{1}{\Re[a_{xx}]}} \quad (1.35)$$

$$\Delta x_G = \frac{1}{2} \sqrt{-\frac{\Re[a_{tt}]}{\Re[a_{tt}]\Re[a_{xx}] + (\Re[a_{xt}])^2}} \quad (1.36)$$

D'après l'Équation 1.35 et l'Équation 1.36, on remarque que la dimension instantanée du faisceau, Δx_L , ne dépend pas du temps. De plus, en l'absence de pulse front tilt : $\Re[a_{xt}] = \xi = 0$ les dimension instantanées et intégrées du faisceau sont identiques. Afin de comparer les dimensions locales et globales du faisceau, nous pouvons définir le ratio R_x :

$$R_x = \frac{\Delta x_G}{\Delta x_L} = \sqrt{1 + \frac{(\Re[a_{xt}])^2}{\Re[a_{xx}]\Re[a_{tt}]}} = \sqrt{1 + \xi^2 \frac{w^2}{\tau^2}} \geq 1 \quad (1.37)$$

D'après l'Équation 1.37, on remarque que le ratio R_x est égal à 1 uniquement lorsque l'impulsion ne présente pas de pulse front tilt (soit $\Re[a_{xt}] = 0$).

1.6.2 Durée d'impulsion locale et globale

Dans cette sous-section, à l'image de ce que nous avons fait dans la sous-section précédente pour la taille du faisceau, nous allons définir la durée d'impulsion "locale" comme étant la durée de l'impulsion à une position x donnée :

$$\Delta t_L(x) = \sqrt{\frac{\int_{-\infty}^{+\infty} t^2 I(x, t) dx}{\int_{-\infty}^{+\infty} I(x, t) dx} - \left(\frac{\int_{-\infty}^{+\infty} t I(x, t) dx}{\int_{-\infty}^{+\infty} I(x, t) dx} \right)^2} \quad (1.38)$$

On peut également définir la durée d'impulsion "globale" qui correspond à la durée d'impulsion intégrée temporellement :

$$\Delta t_G = \sqrt{\frac{\int \int_{-\infty}^{+\infty} t^2 I(x, t) dx dt}{\int \int_{-\infty}^{+\infty} I(x, t) dx dt} - \left(\frac{\int \int_{-\infty}^{+\infty} t I(x, t) dx dt}{\int \int_{-\infty}^{+\infty} I(x, t) dx dt} \right)^2} \quad (1.39)$$

En ne prenant en compte que les couplages spatio-temporels du premier ordre, il est possible de déterminer les durées d'impulsion locales et globales :

$$\Delta t_L = \frac{1}{2} \sqrt{-\frac{1}{\Re[a_{tt}]}} \quad (1.40)$$

$$\Delta t_G = \frac{1}{2} \sqrt{-\frac{\Re[a_{xx}]}{\Re[a_{xx}]\Re[a_{tt}] + (\Re[a_{xt}])^2}} \quad (1.41)$$

D'après l'Équation 1.40 et l'Équation 1.41, on remarque que la durée locale d'impulsion, Δt_L , ne dépend pas de l'espace. En outre, en l'absence de pulse front tilt, la durée locale est égale à la durée globale.

Afin de comparer les durées locales et globales de l'impulsion, nous pouvons définir le ratio R_t :

$$R_t = \frac{\Delta t_G}{\Delta t_L} = \sqrt{1 + \frac{(\Re[a_{xt}])^2}{\Re[a_{xx}] \Re[a_{tt}]} } = R_{x_f} \geq 1 \quad (1.42)$$

En comparant, l'Équation 1.37 et l'Équation 1.42, on remarque que le ratio R_x est égal au ratio R_t . En d'autres termes, la présence de pulse front tilt sur une impulsion laser entraîne une augmentation d'un facteur $R_x = R_t$ de la dimension globale du faisceau et de la durée d'impulsion. De ce fait, pour l'étude des couplages spatio-temporels du premier ordre (cf. section 2.1), nous nous limiterons au calcul du ratio des durées d'impulsion, R_t . Sachant que l'intensité $I(x, t)$ d'une impulsion est proportionnelle à son énergie, E , à sa taille Δx et à sa durée Δt :

$$I(x, t) \propto \frac{E}{\Delta x \Delta t} \quad (1.43)$$

Il est possible de déterminer le facteur, R_I , traduisant la baisse de l'intensité maximale entre une impulsion parfaite (d'intensité I_p) et la même impulsion affectée par des couplages spatio-temporels du premier ordre (d'intensité I_c) :

$$R_I = \frac{\max[I_p(x, t)]}{\max[I_c(x, t)]} = R_x R_t = R_t^2 = 1 + \xi^2 \frac{w^2}{\tau^2} \quad (1.44)$$

Dans le cas d'un faisceau à deux dimensions, pour déterminer le facteur, R_I , il faut prendre en compte le pulse front tilt le long des dimensions x et y :

$$R_I = 1 + (\xi_x^2 + \xi_y^2) \frac{w^2}{\tau^2} \quad (1.45)$$

Nous nous sommes limités ici à l'étude des grandeurs locales et globales dans le domaine temporel. Il est également possible de définir les largeurs spectrales locales et globales calculables dans le domaine spectral. Dans le chapitre 2, nous calculerons les durées d'impulsion en présence de différents couplages spatio-temporels.

Chapitre 2

Analyse de couplages spatio-temporels du premier et deuxième ordre

Sommaire

2.1 Etude des couplages du premier ordre dans les quatre espaces de Fourier	23
2.1.1 Pulse front tilt	24
2.1.2 Dispersion angulaire	24
2.1.3 Chirp spatial	24
2.1.4 Rotation de front d'onde	26
2.2 Etude de couplages spatio-temporels du deuxième ordre	28
2.2.1 Pulse front curvature	28
2.2.2 Dispersion radiale du délai de groupe	28
2.3 Exemple d'éléments optiques induisant des couplages spatio-temporels	29
2.3.1 Pulse front tilt généré par un prisme	29
2.3.2 Pulse front tilt généré par le désalignement du dernier réseau d'un compresseur optique	31
2.3.3 Pulse front curvature généré par une lentille chromatique	32
2.3.4 Dispersion radiale du délai de groupe généré par un prisme	33

Dans ce chapitre, l'objectif est :

- D'étudier les quatre couplages spatio-temporels du premier ordre à savoir le pulse front tilt, la dispersion angulaire, le chirp spatial et la rotation de front d'onde.
- D'étudier deux couplages spatio-temporels du second ordre : le pulse front curvature et la dispersion radiale du délai de groupe.
- De déterminer les distorsions spatio-temporelles générées par des éléments optiques comme une lentille, un prisme ou un compresseur optique.

2.1 Etude des couplages du premier ordre dans les quatre espaces de Fourier

Dans cette section, pour étudier les couplages du premier ordre, nous allons analyser l'évolution d'un faisceau laser collimaté dans l'espace (x, t) contenant du pulse front tilt ξ et ne

présentant pas de chirp temporel. Dans ce cas, nous avons vu qu'il existait quatres couplages spatio-temporels liés par transformée de Fourier. Pour analyser ces distorsions, nous allons donc partir d'un champ présentant un de ces couplages dans le domaine (x, t) , à savoir le pulse front tilt ([sous-section 2.1.1](#)), et étudier les trois autres distorsions en réalisant une transformée de Fourier pour étudier le champ dans les autres espaces de Fourier. Plus précisément, dans le domaine (x, ω) , l'impulsion présentera de la dispersion angulaire ([sous-section 2.1.2](#)), tandis que l'on observera du chirp spatial ([sous-section 2.1.3](#)) dans le domaine (x_f, ω) et de la rotation de front d'onde ([sous-section 2.1.4](#)) dans le domaine (x_f, t) .

2.1.1 Pulse front tilt

Le pulse front tilt, ξ , (exprimé en $fs.mm^{-1}$) est un couplage spatio-temporel du premier ordre en amplitude dans l'espace (x, t) défini comme une différence d'inclinaison entre le front d'onde et le front d'impulsion. Comme nous avons pu le voir dans la [sous-section 1.4.3](#), il est possible de déterminer le front d'onde t_φ et le front d'impulsion t_g en effectuant un développement limité autour de la pulsation centrale ω_0 de la phase $\varphi(x, \omega)$. Le pulse front tilt le long de la dimension x est alors défini par :

$$\xi = \frac{\partial(t_g - t_\varphi)}{\partial x} = \text{cst} \quad (2.1)$$

Sur la [Figure 2.1.\(a\)](#) est tracée la partie réelle du champ électrique spatio-temporel. En présence de pulse front tilt, l'impulsion est alors inclinée par rapport aux fronts de phase. Il faut noter ici que pour rendre plus explicite la partie réelle des champs électriques présentée dans cette thèse, nous avons réalisé une démodulation du champ, ce qui permet de réduire le nombre de fronts de phase. Afin de voir l'influence du pulse front tilt sur la durée d'impulsion, nous allons calculer ici le ratio, R_t , introduit dans la [sous-section 1.6.2](#) comme le rapport entre les durées locales et globales de l'impulsion :

$$R_t = \sqrt{1 + \frac{(\Re[a_{xt}])^2}{\Re[a_{xx}] \Re[a_{tt}]}} = \sqrt{1 + \xi^2 \frac{D^2}{\tau^2}} \quad (2.2)$$

On remarque qu'en présence d'un pulse front tilt valant : $\xi = \sqrt{3} \frac{\tau}{D}$, la durée d'impulsion globale est multipliée par 2 par rapport à une impulsion parfaite, ne comportant aucune distorsion spatio-temporelle. Dans le cas de la chaîne laser UHI 100 ($\tau = 25 fs$ et $D = 80 mm$), cela équivaut à un pulse front tilt d'environ $0,5 fs.mm^{-1}$.

2.1.2 Dispersion angulaire

En étudiant l'impulsion dans le domaine spectral (x, ω) via une transformée de Fourier temporelle, on observe une distorsion spatio-spectrale appelée dispersion angulaire (des fréquences), noté α . Il s'agit d'un couplage en phase représenté sur la [Figure 2.1.\(b\)](#). Dans ce cas, l'orientation des fronts de phase dépend de la longueur d'onde, ce qui signifie que chaque couleur de l'impulsion se propage dans une direction différente.

2.1.3 Chirp spatial

Le faisceau laser étant collimaté dans l'espace (x, ω) , une transformée de Fourier selon l'axe x permet d'aller étudier le profil spatio-spectral de la tache focale. Dans ce domaine (x_f, ω) représenté sur la [Figure 2.1.\(c\)](#), on remarque la présence de chirp spatial χ dû au fait que les

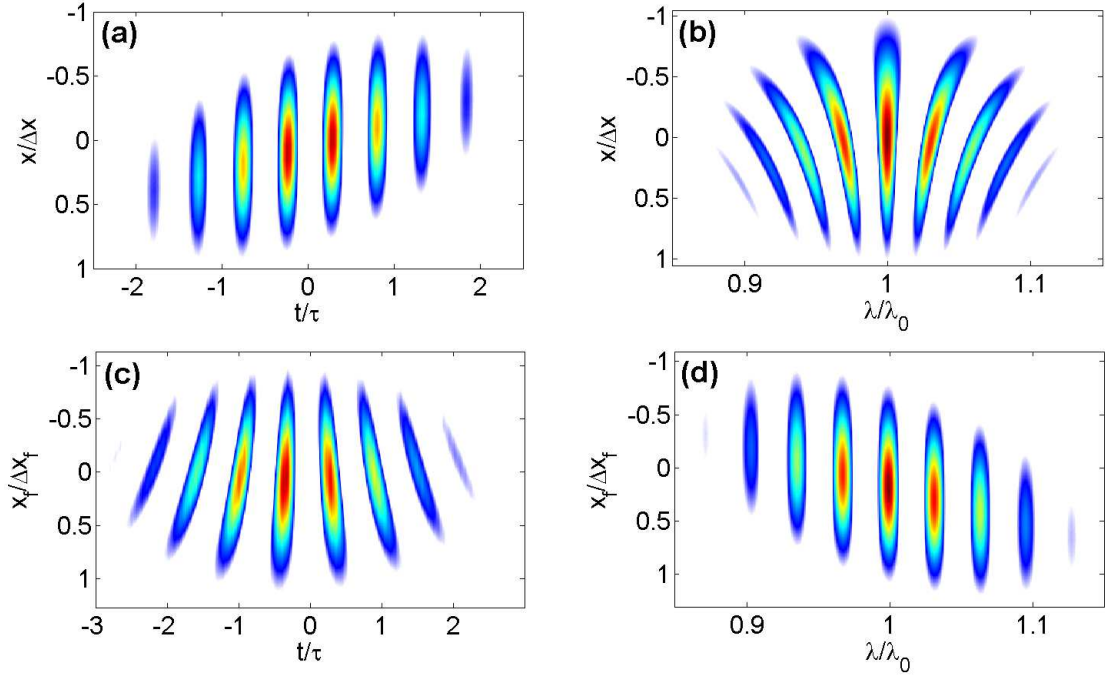


FIGURE 2.1 – Les couplages spatio-temporels du premier ordre représentés dans les 4 espaces de Fourier. Partie réelle du champ électrique obtenue après démodulation dans le domaine de Fourier (a) (x, t) , (b) (x, ω) , (c) (x_f, t) et (d) (x_f, ω) . L'impulsion dans le domaine (x, t) contient du pulse front tilt. Les champs électriques dans les autres domaines de Fourier ont été calculés à partir du champ dans le domaine (x, t) par transformée de Fourier.

différentes fréquences sont séparées spatialement le long de la dimension transverse. Ce couplage en amplitude peut se calculer en utilisant l'Équation 1.10 :

$$\chi = \frac{\partial^2 A(x_f, \omega)}{\partial x_f \partial \omega} \bigg|_{\substack{x_f=x_f^0 \\ \omega=\omega_0}} \quad (2.3)$$

Sur la Figure 2.2, on peut voir comment un faisceau collimaté présentant de la dispersion angulaire abouti à une tache focale laissant apparaître du chirp spatial. En effet, les couleurs composant le spectre de l'impulsion ayant des directions de propagation différentes, elles sont focalisées en différentes positions transverses du plan focal. Cela conduit à un élargissement spatial de la tache focale dont la taille est alors donnée par : $\Delta x_G = \Delta x_L \neq \Delta x_{\lambda_i}$, où Δx_{λ_i} est l'étendue spatiale de la tache focale induite par une seule longueur d'onde λ_i .

Comme nous le verrons dans ce manuscrit, la plupart des dispositifs de caractérisation spatio-temporelles consiste à faire interférer deux régions du faisceau laser. La présence de chirp spatial s'avère donc être un réel problème pour ces dispositifs car le champ électrique ne peut alors être déterminé qu'aux longueurs d'onde où les spectres des deux régions du faisceau qui interfèrent se recouvrent. C'est la raison pour laquelle nous avons analysé l'influence du chirp spatial sur les mesures pouvant être réalisées avec les différents dispositifs de mesure développés durant cette thèse.

Une des applications des couplages spatio-temporels est d'induire du chirp spatial sur un faisceau laser femtoseconde collimaté pour générer une focalisation de ce faisceau à la fois spatiale et temporelle. cet effet appelé SSTF en anglais pour Simultaneous Space Time Focusing a de

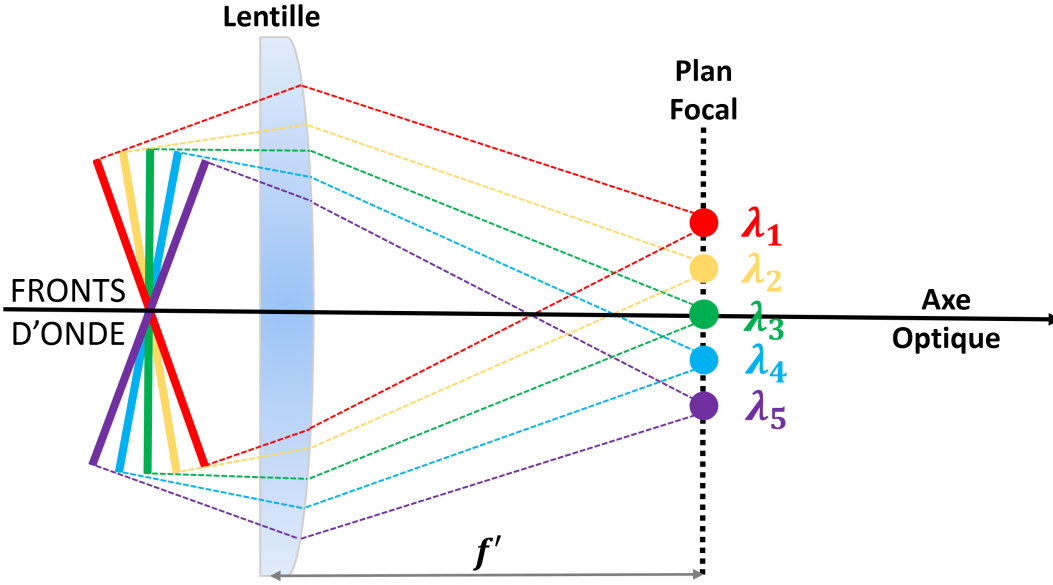


FIGURE 2.2 – **Focalisation d’une impulsion contenant de la dispersion angulaire.** En présence de dispersion angulaire, l’orientation des fronts d’onde dépend de la longueur d’onde. Ainsi chaque couleur se propage dans une direction différente et focalise donc à une position différente dans le plan focal. Cette séparation des couleurs le long de la dimension transverse est une distorsion spatio-spectrale appelée chirp spatial.

très nombreuses applications dans le domaine de la microscopie à photons multiples [15, 45–47] et dans le domaine médical pour l’ablation de tissu [14]. Cette focalisation à la fois en espace et en temps, s’explique par le fait que lorsque l’on focalise une impulsion contenant du chirp spatial, les différentes longueurs d’onde du spectre ne se recouvrent qu’au foyer. La durée d’impulsion évolue alors en fonction de z et atteint sa valeur minimale uniquement au foyer, ce qui permet de confiner les hautes intensités uniquement au foyer. En annexe, dans la [section A.2](#), nous expliquons plus en détail cet effet ainsi que ses différentes applications.

2.1.4 Rotation de front d’onde

Dans le domaine (x_f, t) représenté sur la [Figure 2.1.\(d\)](#), on remarque que les différents fronts de phase de l’impulsion sont inclinés différemment. Ce couplage en phase est ainsi appelé rotation de front d’onde (noté ς), car les différents fronts de phase tournent en fonction du temps.

Sur la [Figure 2.3](#), on peut voir comment un faisceau collimaté présentant du pulse front tilt aboutit à une tache focale présentant de la rotation de front d’onde et un élargissement temporel.

La rotation de front d’onde au foyer est due au fait qu’en présence de pulse front tilt, les différents fronts de phase atteignent la lentille en des endroits différents. Le front d’onde tracé en bleu sur la [Figure 2.3](#) traverse par exemple la partie haute de la lentille tandis que le front d’onde "vert" traverse la partie basse de la lentille. Si les différents fronts de phase traversent des régions particulières de la lentille, cela signifie qu’ils vont donc converger vers le foyer avec une direction de propagation donnée. Les fronts de phase vont ainsi être inclinés de façons différentes au foyer, d’où la rotation de front d’onde observée.

L’élargissement temporel de la tache focale s’explique par le fait, qu’en présence de pulse front tilt, les différents fronts de phase atteignent la lentille à des temps, t , différents. Le front d’onde

tracé en bleu sur la Figure 2.3 atteint la lentille après le front d'onde "jaune" lui-même précédé par le front d'onde "vert". Si les différentes parties de l'impulsion n'atteignent pas la lentille au même moment, cela signifie qu'elles atteindront également le foyer à des instants différents. En particulier, le sommet de l'impulsion atteindra la lentille, et donc le foyer après le pied de l'impulsion. Ces deux parties extrêmes de l'impulsion étant séparées d'un délai égal à la durée d'impulsion globale Δt_G , elles atteindront le foyer avec ce même retard. La durée globale de l'impulsion au foyer, Δt_G^f , est alors identique à celle du faisceau collimaté, Δt_G . En utilisant le résultat de l'Équation 2.2, on peut donc déterminer le ratio, R_t^f , des durées d'impulsion locales et globales au foyer :

$$R_t^f \approx R_t = \sqrt{1 + \xi^2 \frac{D^2}{\tau^2}} \quad (2.4)$$

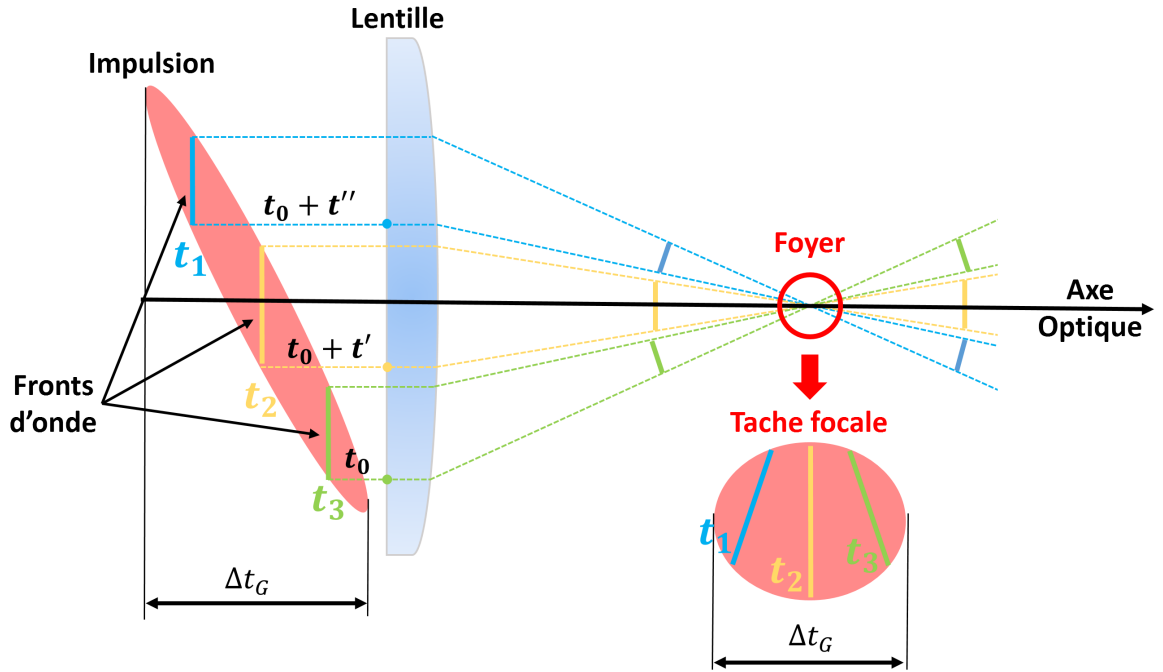


FIGURE 2.3 – **Focalisation d'une impulsion contenant du pulse front tilt.** En présence de pulse front tilt, les fronts de phase sont inclinés par rapport à l'impulsion. Ainsi, après traversée de la lentille, chaque front de phase converge vers le foyer avec une direction de propagation différente. Il en résulte de la rotation de front d'onde au foyer. La durée d'impulsion globale, Δt_G^f , au foyer est identique à celle du faisceau collimaté, Δt_G .

A l'aide du ratio R_t^f calculé dans l'Équation 2.4, il est possible de déterminer la diminution de l'intensité au foyer induite par la présence d'un pulse front tilt, ξ , sur le faisceau collimaté :

$$R_I^f = R_t^f R_x^f = \left(R_t^f\right)^2 = R_t^2 = 1 + \xi^2 \frac{D^2}{\tau^2} \quad (2.5)$$

En reprenant l'application numérique réalisée pour le laser UHI 100 dans la sous-section 2.1.1, la présence d'un pulse front tilt de $0,5 \text{ fs.mm}^{-1}$ sur le faisceau collimaté d'UHI 100 conduit à une diminution d'un facteur 4 de l'intensité maximale délivrée par la chaîne laser au foyer.

La rotation de front d'onde au foyer peut être utilisée afin de générer des impulsions attosecondes isolées spatialement. Le principe de cette technique, appelée phare attoseconde [42–44], est de focaliser (sur une cible solide ou dans un gaz) une impulsion ultra-brève de haute puissance contenant préalablement du pulse front tilt généré par le désalignement du compresseur optique. La rotation de front d'onde induite au foyer, couplée aux très hautes intensités, va alors générer un train d'impulsions attosecondes au sein duquel chaque impulsion se propage dans des directions différentes. Dans le cas où la séparation angulaire, $\Delta\beta$, entre deux impulsions attosecondes successives est supérieure à la divergence, θ , des impulsions attosecondes, il est alors possible d'isoler une ou plusieurs de ces impulsions à l'aide d'un filtre spatial. En annexe, dans la [section A.1](#), nous expliquons plus en détail cet effet ainsi que ses différentes applications.

Dans la section suivante, nous allons étudier deux couplages du deuxième ordre introduits dans le [chapitre 1](#). Puis dans la [section 2.3](#), nous présenterons les distorsions spatio-temporelles induites par plusieurs éléments optiques tels un prisme ou une lentille.

2.2 Etude de couplages spatio-temporels du deuxième ordre

Dans cette section, nous allons étudier deux couplages spatio-temporels du deuxième ordre à savoir le pulse front curvature ([sous-section 2.2.1](#)) et la dispersion radiale du délai de groupe ([sous-section 2.2.2](#)).

2.2.1 Pulse front curvature

Le pulse front curvature, ζ , (exprimé en $fs.mm^{-2}$) correspond à une différence de courbure entre le front d'impulsion et le front d'onde. Comme nous avons pu le voir dans la [section 1.4](#), il est possible de déterminer les couplages spatio-spectraux d'une impulsion laser en effectuant un développement limité selon les dimensions spatiales et spectrales de la phase $\varphi(x, \omega)$. Le pulse front curvature correspond à un couplage en phase en $(x - x_0)^2 (\omega - \omega_0)$:

$$\zeta = \frac{\partial^2 (t_g - t_\varphi)}{\partial x^2} = \text{cst} \quad (2.6)$$

Sur la [Figure 2.4.\(a\)](#) sont tracés le front d'onde et le front d'impulsion en présence de pulse front curvature. Le front d'impulsion est alors effectivement plus courbé que le front d'onde. Il est également possible d'identifier le pulse front curvature en traçant la partie réelle du champ électrique dans le domaine (x, t) comme nous pouvons le voir sur la [Figure 2.4.\(b\)](#) où les fronts de phase sont plans et l'impulsion courbée. Au foyer, le pulse front curvature va induire une augmentation de la durée d'impulsion et de la taille de la tache focale. En effet, pour les mêmes raisons que celles présentées lors de l'étude du pulse front tilt (cf. [Figure 2.3](#)), la durée d'impulsion au foyer Δt_f est égale à la durée d'impulsion globale, Δt_G , dans le domaine (x, t) , qui est supérieure à la durée d'impulsion locale ($\Delta t_G > \Delta t_L$) comme on peut le voir sur la [Figure 2.4.\(a\)](#).

Dans la [sous-section 2.3.3](#), nous allons étudier la génération de pulse front curvature par une lentille chromatique.

2.2.2 Dispersion radiale du délai de groupe

La dispersion radiale du délai de groupe, σ , (exprimé en $fs^2.mm^{-1}$) correspond à une dépendance spatiale linéaire de la GDD, $\varphi_0^{(2)}(x)$. Comme nous avons pu le voir dans la [section 1.4](#), il est possible de déterminer la dispersion radiale du délai de groupe d'une impulsion laser en

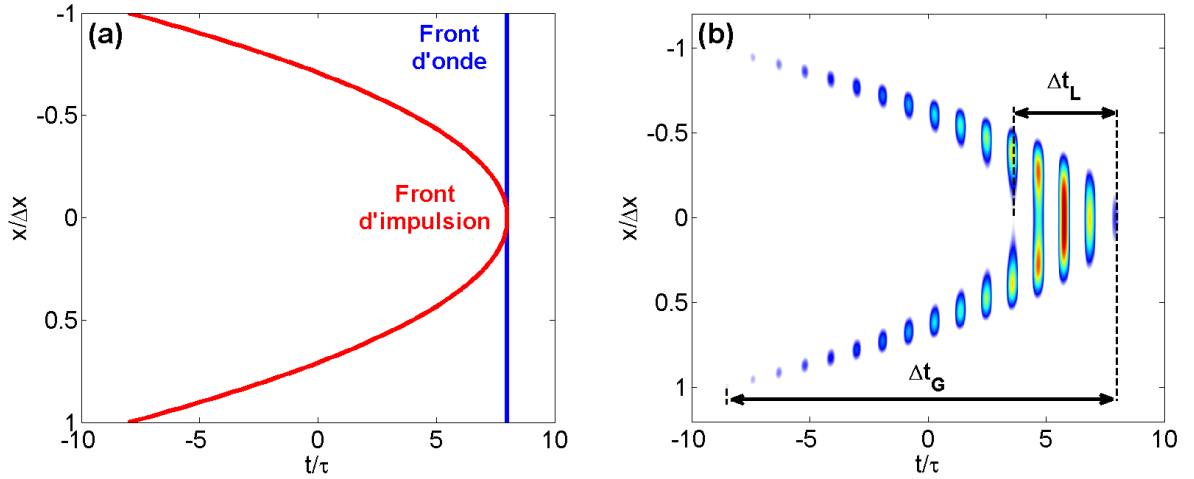


FIGURE 2.4 – **Représentation du pulse front curvature.** (a) Front d'onde (courbe bleue) et front d'impulsion (courbe rouge) en présence de pulse front curvature. (b) Partie réelle du champ électrique spatio-temporel. Les fronts de phase sont plans alors que l'impulsion est courbée. Δt_L et Δt_G correspondent aux durées d'impulsion locale et globale.

effectuant un développement limité selon les dimensions spatiale et spectrale de la phase $\varphi(x, \omega)$. La GDD radiale correspond à un couplage en phase en $(x - x_0)(\omega - \omega_0)^2$:

$$\sigma = \frac{\partial^2 \varphi_0^{(2)}(x)}{\partial x^2} = cst \quad (2.7)$$

Sur la Figure 2.5.(a) est tracée la dispersion du délai de groupe en fonction de x en présence de GDD radiale. Il est également possible d'identifier cette distorsion spatio-spectrale en traçant la longueur d'onde instantanée de l'impulsion, $\lambda_{inst}(x, t)$, définie en fonction de la dérivée temporelle de la phase, $\varphi(x, t)$, du champ électrique spatio-temporel de l'impulsion :

$$\lambda_{inst}(x, t) = \frac{\lambda_0}{1 + \frac{\lambda_0}{2\pi c} \frac{d\varphi(x, t)}{dt}} \quad (2.8)$$

où λ_0 est la longueur d'onde centrale du laser étudié. La longueur d'onde instantanée (exprimée en nm) représente la longueur d'onde moyenne du spectre à une position x et à un temps t donné. En présence de GDD radiale, la synchronisation des différentes couleurs et donc la durée de l'impulsion va également dépendre de x comme indiqué sur la Figure 2.5.(a). Dans ce cas, on voit que les différentes longueurs d'onde composant l'impulsion laser sont de plus en plus désynchronisées le long de l'axe x à mesure que la dispersion du délai de groupe augmente (cf. Figure 2.5.(b)). Au foyer, la dispersion radiale du délai de groupe va par conséquent conduire à une augmentation de la durée d'impulsion.

2.3 Exemple d'éléments optiques induisant des couplages spatio-temporels

2.3.1 Pulse front tilt généré par un prisme

Un prisme en verre possède un indice optique $n(\lambda)$ qui dépend de la longueur d'onde λ de l'onde incidente. Ceci implique notamment que la vitesse de groupe $v_g(\lambda)$ est différente de la

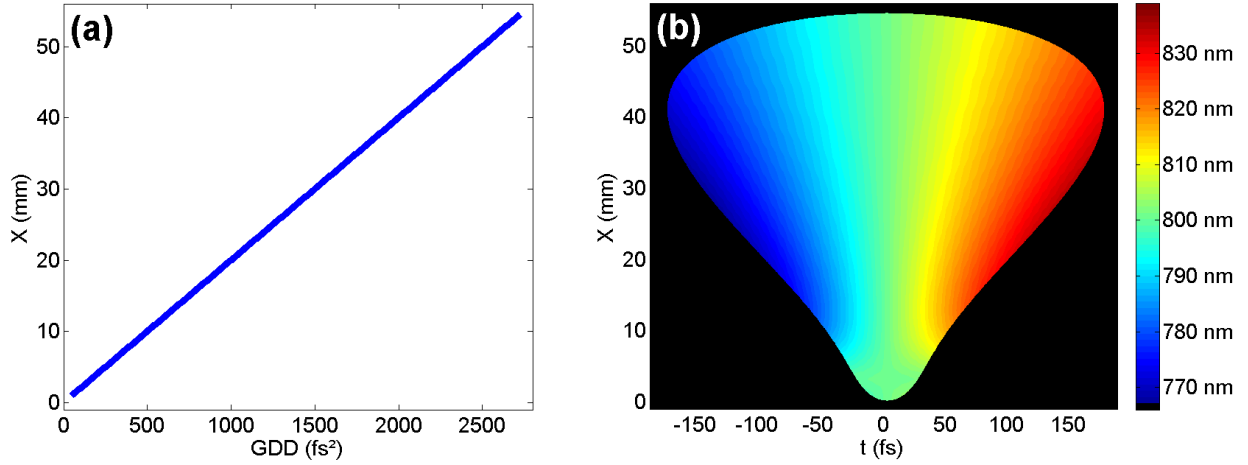


FIGURE 2.5 – **Représentation de la dispersion radiale du délai de groupe.** (a) Dispersion du délai de groupe en fonction de x en présence de GDD radiale. (b) Longueur d'onde instantanée d'une impulsion laser contenant de la GDD radiale. La synchronisation des différentes couleurs de l'impulsion dépend alors de l'espace.

vitesse de phase $v_\varphi(\lambda)$. La quantité de verre traversée L par l'impulsion n'étant pas la même selon la coordonnée transverse x , il existe alors un délai qui varie linéairement avec x entre le front d'onde et le front d'impulsion qui résulte en une différence d'inclinaison entre le front d'onde et le front d'impulsion comme on peut le voir sur la Figure 2.6.

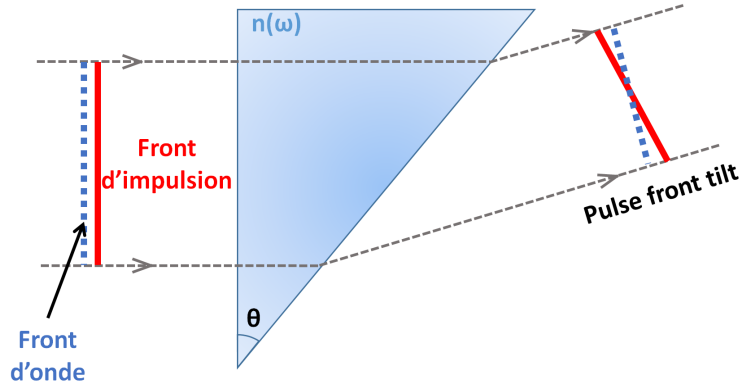


FIGURE 2.6 – **Pulse front tilt induit par un prisme d'indice n et d'angle au sommet θ .**

En utilisant la référence [40], on peut calculer le pulse front tilt ξ induit sur une impulsion laser de longueur d'onde centrale λ_0 par un prisme d'indice n et d'angle au sommet θ :

$$\xi = - \frac{\arctan \left(\lambda_0 \frac{dn}{d\lambda} \times \frac{\sin \theta}{\sqrt{1 - n^2 \sin^2 \theta}} \right)}{c} \quad (2.9)$$

La démonstration de cette formule est présentée en annexe [section B.2](#).

2.3.2 Pulse front tilt généré par le désalignement du dernier réseau d'un compresseur optique

Le but d'un compresseur optique est de recomprimer temporellement l'impulsion laser après que cette dernière ait été amplifiée [2]. Un compresseur est donc un élément clef de la chaîne laser car il permet d'optimiser la durée d'impulsion en synchronisant les différentes couleurs du spectre. Il existe plusieurs configurations de compresseur optique et nous allons étudier ici un compresseur composé de deux réseaux et d'un système de deux miroirs plans (appelé équerre optique) permettant à l'impulsion laser de passer deux fois sur chaque réseau. Un schéma de principe du compresseur optique est représenté sur la Figure 2.7.(a). Ce type de compresseur est équivalent à un compresseur à 4 réseaux représenté sur la Figure 2.7.(b).

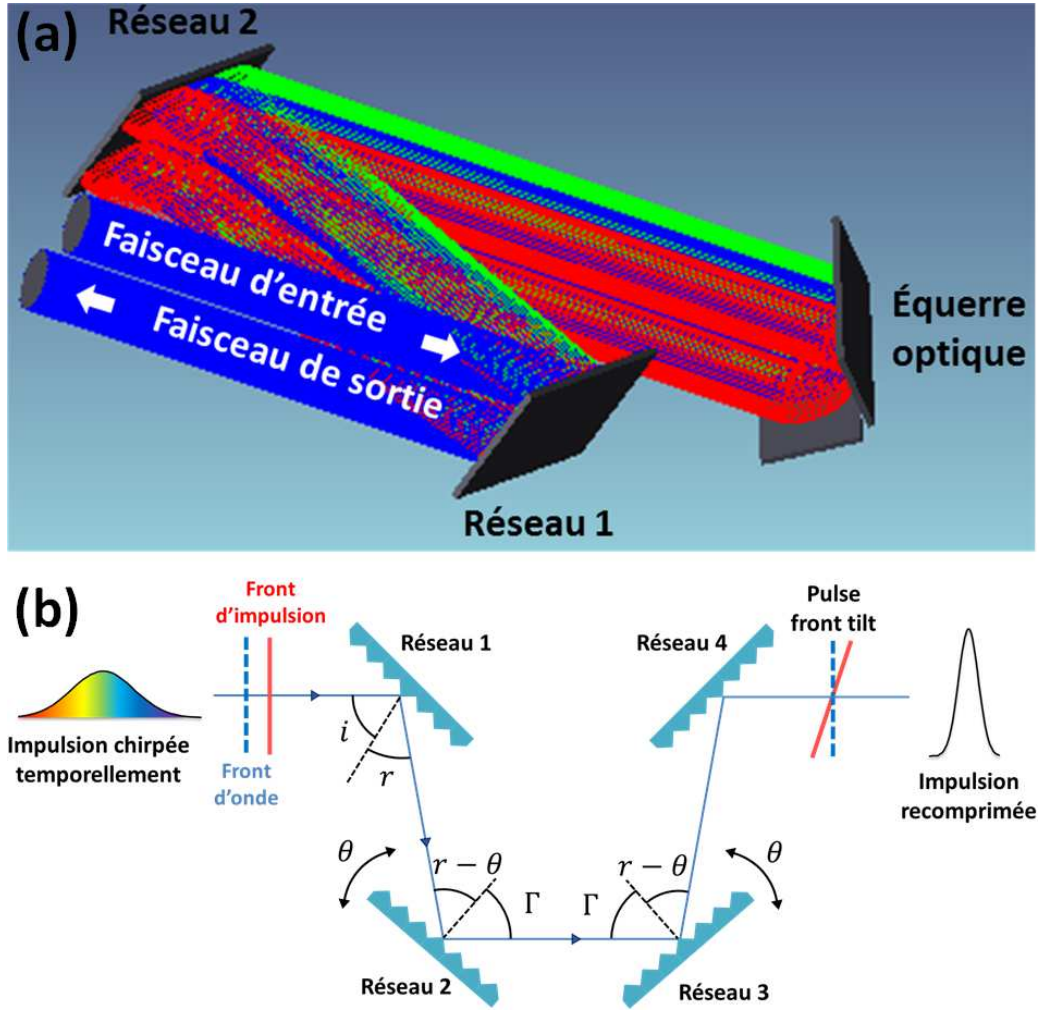


FIGURE 2.7 – Compresseur optique dont le dernier réseau a été désaligné d'un angle θ . Désalignement d'une paire de réseaux d'un angle θ . (a) Compresseur optique de la chaîne laser UHI 100 représenté sous Zemax. (b) Schéma d'un compresseur à 4 réseaux équivalent au compresseur (a). Pour générer du pulse front tilt, on désaligne le deuxième réseau du compresseur (a) d'un angle θ , ce qui revient à désaligner les réseaux 2 et 3 du compresseur à 4 réseaux.

En désalignant le deuxième réseaux du compresseur de la Figure 2.7.(a) réseaux d'un angle θ , on modifie l'angle d'incidence du faisceau laser sur ce réseau. Les dispersions angulaires induites

par chacun des réseaux ne se compensent alors plus. Il en résulte la présence de pulse front tilt sur l'impulsion à la sortie du compresseur. Désaligner le deuxième réseaux de ce compresseur d'un angle θ revient à tourner les réseaux 2 et 3 du compresseur à 4 réseaux d'un angle θ .

Comme nous l'avons vu dans l'Équation B.11, la présence de dispersion angulaire induit du pulse front tilt dans le domaine (x, t) . En utilisant les références [33–35, 40], on peut calculer le pulse front tilt ξ induit par un compresseur désaligné :

$$\xi = -2 \times \frac{\tan^{-1} \left(\theta \frac{\lambda_0 \tan r}{a \cos i} \right)}{c} \quad (2.10)$$

où λ_0 est la longueur d'onde centrale de l'impulsion laser, a le pas du réseau, i l'angle d'incidence du faisceau laser sur le premier réseau, r l'angle de réflexion sur le premier réseau et θ l'angle de désalignement du dernier réseau. La démonstration de cette formule est présentée en annexe section B.3.

2.3.3 Pulse front curvature généré par une lentille chromatique

Dans cette sous-section, nous allons déterminer le pulse front curvature induit par une lentille chromatique [37–39]. La génération de pulse front curvature au sein d'une lentille, de type singlet, à l'instar du prisme (cf. section 3.1), est due au fait que les différentes parties du faisceau laser traversent des épaisseurs de verre différentes. Puisqu'au sein d'un milieu matériel tel que le verre, la vitesse de phase (c'est-à-dire la vitesse du front d'onde) est supérieure à la vitesse de groupe (celle du front d'impulsion), après traversée de la lentille, le front d'impulsion est plus courbé que les fronts d'onde comme nous pouvons le voir sur la Figure 2.8.

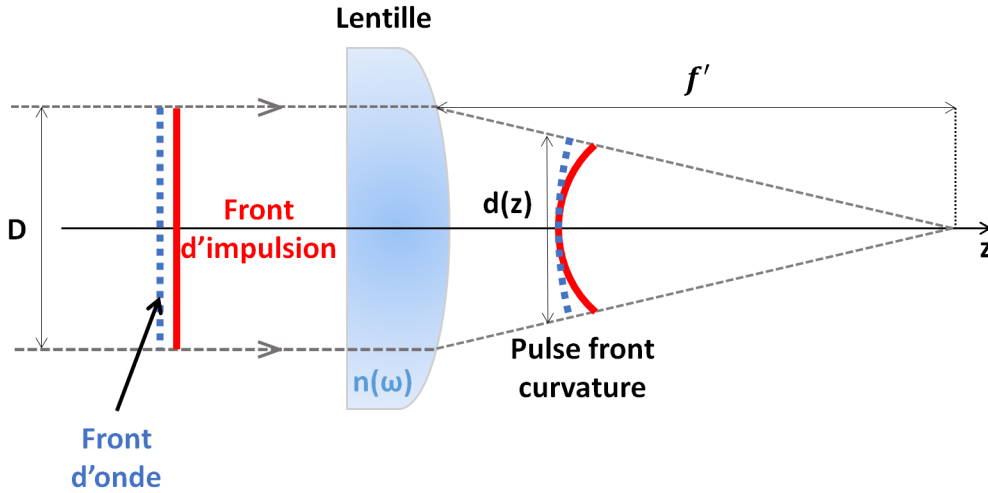


FIGURE 2.8 – Pulse front curvature induit par une lentille chromatique de longueur focale f . Le faisceau laser incident a un diamètre D et son spectre est centré en λ_0 . $d(z)$ correspond au diamètre du faisceau dans un plan z situé après la lentille. n est l'indice de refraction du prisme.

En utilisant les références [37–39], on peut calculer le pulse front curvature $\zeta(z)$ induit par une lentille chromatique dans un plan z situé en aval de la lentille :

$$\zeta(z) = \frac{\lambda_0}{cf} \frac{D}{d(z)} \frac{n'(\lambda_0)}{n(\lambda_0) - 1} \quad (2.11)$$

où $n' = dn/d\lambda$ est la dérivée en longueur d'onde de l'indice de réfraction de la lentille. La démonstration de cette formule est présentée en annexe [section B.4](#).

Pour éviter de générer du pulse front courbure, qui conduit à une diminution potentiellement forte de l'intensité maximale au foyer, il est donc conseillé d'utiliser des optiques en réflexion (miroir sphérique ou miroir parabolique) pour focaliser ou faire diverger un faisceau laser ultra-court. Dans ce cas, le front d'onde et le front d'impulsion ont la même courbure. On peut également utiliser des lentilles achromatiques qui sont fabriquées pour ne pas induire d'aberrations chromatiques (et donc de couplages spatio-spectraux) sur une large plage spectrale (typiquement une centaine de nanomètres).

2.3.4 Dispersion radiale du délai de groupe généré par un prisme

Lorsqu'un faisceau laser impulsionnel, de diamètre D , rencontre un prisme d'angle θ , les différentes parties du faisceau traversent des épaisseurs de verre différentes. La valeur de la GDD dépendant de l'épaisseur de verre traversée, la traversée d'un prisme va par conséquent induire de la dispersion radiale du délai de groupe sur l'impulsion donnée par :

$$\sigma = \frac{\lambda_0^3}{2\pi c^2} n''(\lambda_0) \times \tan \theta \quad (2.12)$$

La démonstration cette formule est présentée en annexe [section B.5](#).

Chapitre 3

Techniques de caractérisation spatio-temporelle

Sommaire

3.1	Introduction	35
3.2	SPIDER 2D	36
3.3	STRIPED FISH	38
3.4	HAMSTER	40
3.5	SEA TADPOLE	42
3.6	Comparatif des techniques de caractérisation spatio-temporelle	43

Dans ce chapitre, l'objectif est :

- D'étudier les quatre principales techniques de caractérisation spatio-temporelle en présentant leur principe, leur mise en œuvre, leurs points forts et leurs points faibles.
- De comparer ces différentes techniques entre elles afin de faire apparaître celle qui est la plus adaptée à la caractérisation de chaînes lasers femtosecondes de haute-puissance.

3.1 Introduction

Dans les précédents chapitres, nous avons vu que la présence de distorsions spatio-temporelles conduisait généralement à une baisse de l'intensité maximale délivrée par la chaîne laser au foyer d'une optique focalisante. Par ailleurs, un contrôle précis de certains couplages peut conduire à des applications intéressantes comme celles présentées dans l'annexe A. Dans ces deux cas, il est essentiel de pouvoir mesurer précisément les couplages au moyen d'une caractérisation spatio-temporelle de l'impulsion laser. Les détecteurs actuels n'ayant pas une résolution temporelle suffisante [24] pour échantillonner correctement une impulsion laser femtoseconde, le faisceau est généralement mesuré dans le domaine spatio-spectral. L'étape la plus compliquée d'une telle caractérisation est de déterminer la phase de l'impulsion. En effet, en utilisant un spectromètre imageur [61], on peut uniquement réaliser une mesure directe de l'amplitude spatio-spectrale.

Trois des quatre dispositifs présentés dans ce chapitre sont basés sur l'interférométrie. La plupart de ces techniques, ainsi que celles que nous avons développées durant cette thèse, consistent à faire interférer le faisceau laser inconnu avec un faisceau de référence, issu de l'intégralité ou d'une partie du faisceau incident. Au terme d'une mesure, on obtient alors :

$$s(x, \omega) = A(x, \omega) A_{ref}(\omega) e^{i(\varphi(x, \omega) - \varphi_{ref}(\omega))} = E(x, \omega) E_{ref}(\omega) \quad (3.1)$$

D'après l'Équation 3.1, on voit qu'il n'est pas possible de déterminer directement le champ spatio-spectral du laser, $E(x, \omega)$, car on reconstruit un produit d'amplitude $A(x, \omega) A_{ref}(\omega)$ et une différence de phase $\Delta\varphi = \varphi(x, \omega) - \varphi_{ref}(\omega)$. Il s'agit d'une mesure relative du champ E qui permet néanmoins de déceler l'ensemble des couplages spatio-spectraux du faisceau puisque nous pouvons toujours appliquer des développements limités à cette phase spatio-spectrale selon x et ω comme nous l'avons vu dans le chapitre 1. On obtient alors des grandeurs relatives comme la phase absolue relative ou le délai de groupe relatif. Afin d'avoir accès au champ laser et d'obtenir donc une mesure absolue, il est nécessaire de mesurer le champ spectral de référence E_{ref} via une technique de caractérisation temporelle comme SPIDER [27, 28], FROG [25] ou WIZZLER [29, 30].

Dans les quinze dernières années, un certain nombre de techniques de caractérisation spatio-temporelle du champ électrique ont vu le jour. Dans ce chapitre, nous allons réaliser un état de l'art de ce domaine de la métrologie en relatant les quatre principales techniques disponibles à l'heure actuelle. Certaines de ces méthodes sont le prolongement de techniques de caractérisation spatiale à la dimension spectrale (HAMSTER étudié en section 3.4) ou de caractérisation spectrale à la dimension spatiale (SPIDER 2D étudié en section 3.2). Les deux autres techniques que nous allons étudier dans ce chapitre sont STRIPED FISH (cf. section 3.3) et SEA TADPOLE (cf. section 3.5).

3.2 SPIDER 2D

Principe

SPIDER 2D est un acronyme pour Spectral Phase Interferometry for Direct Electric field Reconstruction in 2 Dimensions. Il s'agit d'un dispositif de caractérisation spatio-temporelle absolue mono-coup développé en 2002 par Dorrer *et al* [62, 63]. Cette technique est une extension de la technique SPIDER [27, 28] permettant de caractériser temporellement l'amplitude et la phase d'une impulsion laser. Elle combine l'utilisation de deux systèmes distincts. A l'aide d'un interféromètre à décalage spectral, deux répliques du faisceau décalées spectralement interfèrent, ce qui permet de reconstruire l'ensemble de la phase spatio-spectrale à l'exception du front d'onde. Ce dernier doit être déterminé grâce à un interféromètre à décalage spatial ou un analyseur de front d'onde.

Mise en œuvre

Un schéma de principe de SPIDER 2D est représenté sur la Figure 3.1. Il est composé de deux interféromètres parcourus par deux répliques du faisceau obtenues à l'aide d'une lame séparatrice placée en entrée du système.

Le premier interféromètre est parcouru par la réplique de l'impulsion suivant le trajet indiqué en rouge sur la Figure 3.1. Il s'agit d'un interféromètre de Michelson au sein duquel un des miroirs plans est légèrement incliné d'un angle θ . Ce léger désalignement va avoir pour conséquence d'induire des franges et de décaler spatialement d'une quantité X l'un des faisceaux par rapport à l'autre. A l'aide d'un spectromètre imageur et d'une caméra, on obtient un interférogramme, $S_x(x, \omega)$, résultant de l'interférence entre les deux répliques légèrement décalées spatialement :

$$S_x(x, \omega) = |E(x + X, \omega) + E(x, \omega) e^{iKx}|^2 \quad (3.2)$$

Par un filtrage de Fourier, il est alors possible d'avoir accès à la différence de phase entre les deux répliques de l'impulsion plus un terme en Kx dû à la différence entre les directions de propagation

des deux répliques : $\varphi(x + X, \omega) - \varphi(x, \omega) + Kx$. A l'aide d'une calibration, le terme de phase Kx peut être supprimé, ce qui permet d'avoir accès à la différence de phase $\varphi(x + X, \omega) - \varphi(x, \omega)$. Si le décalage spatial, X , entre les deux faisceaux est suffisamment petit, il est alors possible d'approximer le gradient spatial de la phase :

$$\frac{\partial \varphi}{\partial x}(x, \omega) \approx \frac{\varphi(x + X, \omega) - \varphi(x, \omega)}{X} \quad (3.3)$$

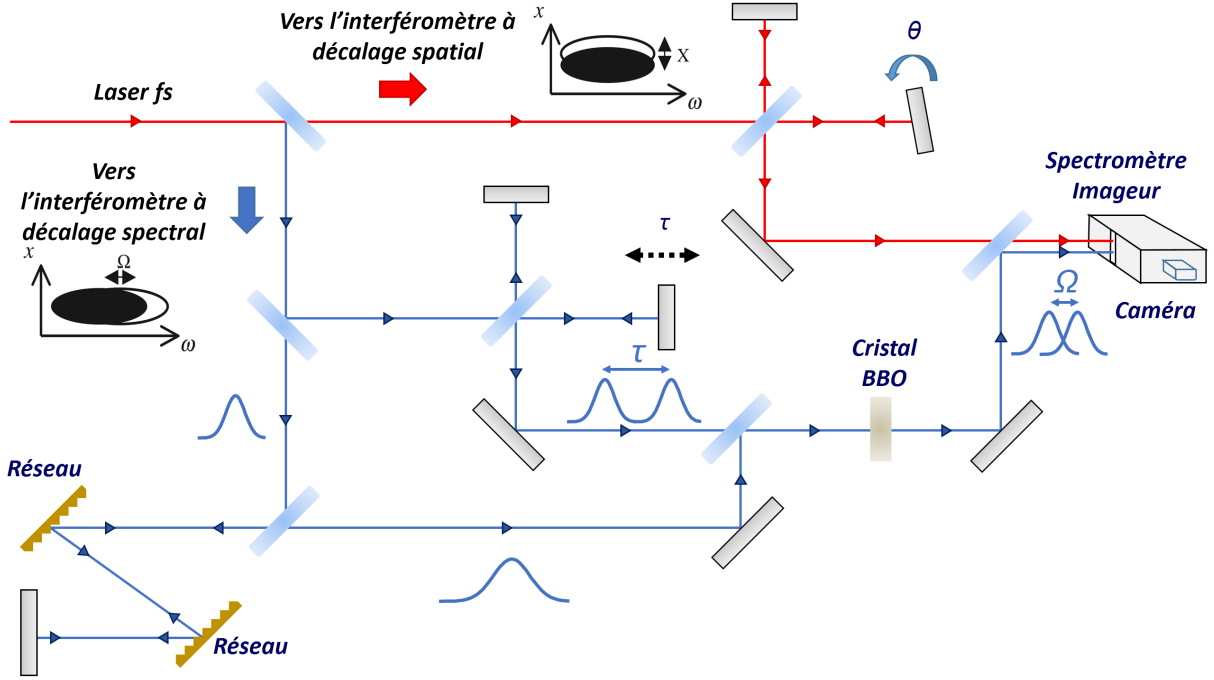


FIGURE 3.1 – Dispositif expérimental de SPIDER 2D

Le second interféromètre est parcouru par la réplique de l'impulsion suivant le trajet indiqué en bleu sur la Figure 3.1. Il s'agit d'un interféromètre à décalage spectral qui consiste à faire interférer deux répliques de l'impulsion légèrement décalées spectralement. Ce décalage spectral est obtenu en utilisant la technique SPIDER. Pour obtenir ces deux répliques, un interféromètre de Michelson est utilisé dans un premier temps pour obtenir deux impulsions décalées temporellement d'un délai T . Ensuite, au sein d'un cristal non-linéaire, ces deux impulsions interagissent avec une troisième impulsion, préalablement étirée temporellement à l'aide d'un étireur. Le phénomène de somme de fréquence dans le cristal permet de générer deux impulsions décalées spectralement d'une fréquence Ω . À l'aide du spectromètre imageur, on obtient un interférogramme, $S_\omega(x, \omega)$, résultant de l'interférence entre les deux répliques légèrement décalées spectralement :

$$S_\omega(x, \omega) = |E(x, \omega) + E(x, \omega - \Omega) e^{i\omega T}|^2 \quad (3.4)$$

Par un filtrage de Fourier [64], il est alors possible d'avoir accès à la différence de phase entre les deux répliques de l'impulsion plus un terme en ωT dû au retard T entre les deux répliques générées par l'interféromètre de Michelson : $\varphi(x, \omega) - \varphi(x, \omega + \Omega) + \omega T$. A l'aide d'une calibration, il est possible de supprimer le terme de phase ωT et d'avoir accès à la différence de phase $\varphi(x, \omega) - \varphi(x, \omega + \Omega)$. Si le décalage spectral, Ω , entre les deux faisceaux est suffisamment petit,

il est possible de déterminer le gradient spectral de la phase :

$$\frac{\partial \varphi}{\partial \omega}(x, \omega) \approx \frac{\varphi(x, \omega) - \varphi(x, \omega + \Omega)}{\Omega} \quad (3.5)$$

Une fois les gradients spatial et spectral de la phase déterminés, la phase spatio-spectrale de l'impulsion laser étudiée peut être calculée par concaténation. Afin de déterminer l'amplitude spatio-spectrale, il suffit d'envoyer le faisceau laser le long de la fente d'entrée du spectromètre imageur. Ainsi, on peut mesurer de façon absolue le champ électrique spatio-spectral d'une impulsion laser, selon une seule dimension spatiale qui est celle de la fente d'entrée du spectromètre imageur. Dans l'optique d'obtenir une caractérisation selon les deux dimensions transverses du faisceau, x et y , il est nécessaire de balayer les faisceaux issus des deux interféromètres à décalage le long de la direction orthogonale à celle de la fente d'entrée du spectromètre. Dans le cas d'une caractérisation selon les deux dimensions spatiales, la mesure n'est plus mono-coup puisqu'un interférogramme doit être enregistré à chaque position y .

Points forts

- Il s'agit d'un dispositif de mesure mono-coup selon une dimension de l'espace.
- Les caractérisations spatio-temporelles obtenues avec SPIDER 2D sont absolues.

Points faibles

- Il s'agit d'un système complexe puisqu'il comprend deux dispositifs de mesure dont SPIDER qui met en jeu des interactions non-linéaires.
- Le coût du dispositif est important puisqu'il nécessite d'utiliser un spectromètre imageur, un étireur et de nombreux autres éléments optiques.
- Il n'est pas possible de caractériser entièrement des faisceaux dont le diamètre excède la taille de la fente d'entrée du spectromètre imageur (environ 6 mm) sans utiliser un télescope.

3.3 STRIPED FISH

Principe

STRIPED FISH est un acronyme pour Spatially and Temporally Resolved Intensity and Phase Evaluation Device : Full Information from a Single Hologram. Il s'agit d'un dispositif de caractérisation spatio-temporelle relatif mono-coup développé en 2007 par Gabolde et Trebino [49, 50]. Cette technique peut être considérée comme de l'holographie digitale multiplexée en longueur d'onde. Elle consiste à filtrer spectralement de façon différente chacune des répliques d'un interférogramme résultant des interférences spatiales entre le faisceau laser à caractériser et un faisceau de référence. A partir de chacune de ces répliques, on peut reconstruire l'amplitude et la phase spatiales à une longueur d'onde λ_i particulière, ce qui permet finalement d'aboutir à une caractérisation spatio-spectrale du laser.

Mise en œuvre

Un schéma de principe de STRIPED FISH est représenté sur la [Figure 3.2](#). Il est composé d'un interféromètre de Mach-Zehnder associé à un élément diffractif à deux dimensions et à un filtre interférentiel. Ce dispositif permet de faire interférer une réplique de l'impulsion laser à

caractériser avec une impulsion de référence, cette dernière étant obtenue en effectuant un filtrage spatial de l'impulsion laser au foyer de la lentille L_1 . A la sortie du Mach-Zehnder, une lentille L_2 permet de recollimater le faisceau. Dans STRIPED FISH, les lentilles utilisées sont achromatiques et n'introduisent en théorie pas de couplages spatio-temporels sur une bande spectrale d'environ 200 nm. Néanmoins, il est préférable d'effectuer une mesure de calibration du télescope composé des lentilles L_1 et L_2 pour vérifier précisément les éventuelles distorsions générées. En inclinant légèrement un des miroirs de l'interféromètre dans la dimension horizontale, x , d'un angle θ , on obtient alors une figure d'interférence entre le faisceau laser à caractériser et un faisceau supposé spatialement parfait. Un élément optique diffractif, assimilable à un réseau de diffraction 2D basse résolution, génère une série de répliques du faisceau de référence et du faisceau laser. Ces répliques traversent ensuite un filtre passe-bande interférentiel incliné d'un angle horizontal β et qui ne transmet qu'une bande spectrale de typiquement 3 nanomètres de large dont la longueur d'onde centrale transmise, λ_T , est donnée par :

$$\lambda_T = \lambda_0 \left(1 - \frac{(\beta - \theta)^2}{2n^2} \right) \quad (3.6)$$

où λ_0 est la longueur d'onde centrale de l'impulsion laser à caractériser, θ l'angle d'incidence du faisceau sur le filtre interférentiel et n l'indice de réfraction effectif du filtre. En inclinant l'élément optique diffractif d'un angle α le long de la direction de propagation z , les différentes répliques de l'impulsion de référence et de l'impulsion laser se propagent dans des directions différentes et traversent alors le filtre spectral avec un angle θ différent. Chacun des interférogrammes est ainsi filtré spectralement autour d'une longueur d'onde particulière $\lambda_i = \lambda_T(\theta_i)$. Une caméra enregistre finalement une série d'interférogrammes spatiaux (cf. Figure 3.2.(a)), contenant chacun une partie du spectre de l'impulsion laser à caractériser. En appliquant un filtrage de Fourier à l'image obtenue [64], comme indiqué sur la Figure 3.2.(b), la phase et l'amplitude spatiales de l'impulsion laser à caractériser peuvent alors être déterminées pour différentes longueurs d'onde λ_i (cf. Figure 3.2.(c)). En effectuant une calibration spectrale des différents interférogrammes spatiaux obtenus à l'aide d'un spectromètre, chacune de ces longueurs d'onde peut être précisément déterminée. L'amplitude et la phase spatio-spectrale de l'impulsion laser peuvent alors être reconstruites (cf. Figure 3.2.(d)).

Points forts

- Il s'agit d'un dispositif de mesure mono-coup selon les deux dimensions de l'espace.
- Le dispositif est relativement simple puisque, outre l'interféromètre de Mach-Zehnder, le système n'est composé que d'un réseau 2D, d'un filtre interférentiel et d'une caméra.

Points faibles

- L'échantillonnage spectral de STRIPED FISH est plutôt médiocre.
- Le filtre interférentiel limite la caractérisation à des impulsions lasers ayant une largeur spectrale à mi-hauteur inférieure à 50 nm.
- Il est nécessaire de calibrer le système pour savoir à quelle longueur d'onde λ_i correspond chaque réplique et pour prendre en compte les éventuelles distorsions spatio-temporelles induites par le télescope L_1L_2 utilisé dans le Mach-Zehnder.

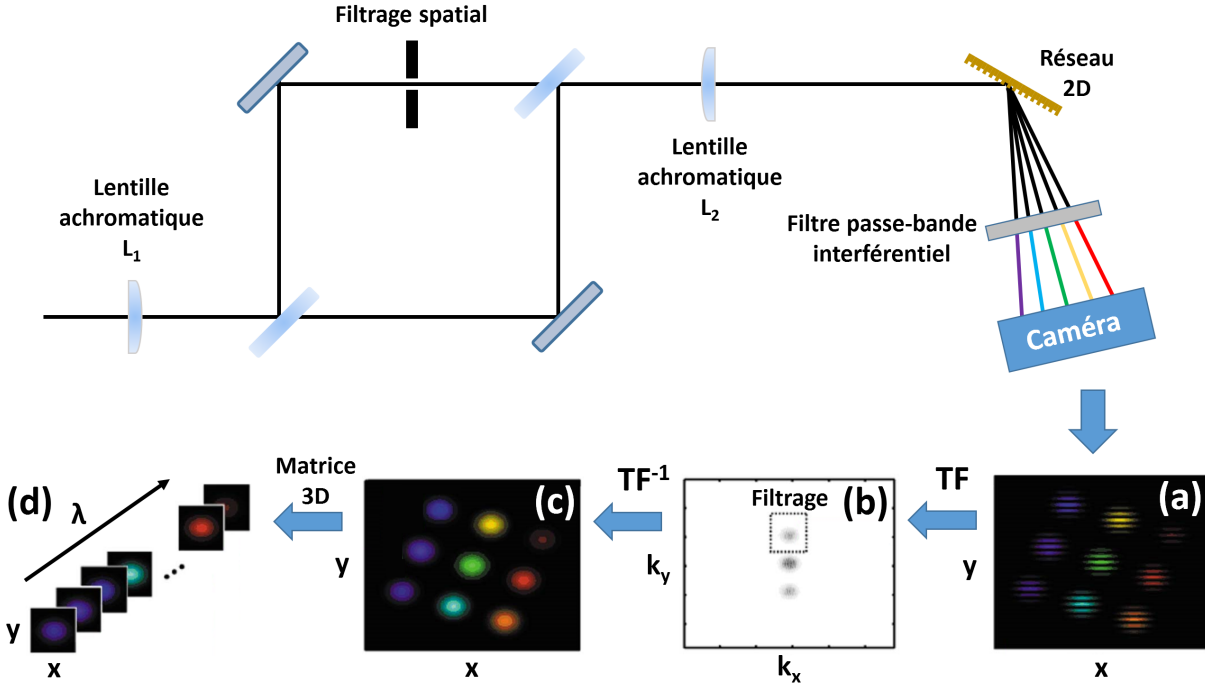


FIGURE 3.2 – Dispositif expérimental de STRIPED FISH et traitement du signal permettant de reconstruire le champ spatio-spectral de l’impulsion [50].

3.4 HAMSTER

Principe

HAMSTER est un acronyme pour Hartmann-shack Assisted, Multidimensional, Shaper-based Technique for Electric-field Reconstruction. Il s’agit d’un dispositif de caractérisation spatio-temporelle absolue multi-coup développé en 2012 par Cousin et al [48]. Cette technique consiste à mesurer les fronts de phase de l’impulsion laser à caractériser en fonction de la longueur d’onde.

Mise en œuvre

Un dispositif expérimental possible de HAMSTER est représenté sur la Figure 3.3. Il est composé d’un modulateur acousto-optique placé en entrée du système et d’un miroir amovible qui permet d’envoyer l’impulsion soit vers un analyseur de front d’onde de type Shack-Hartmann [19] (indiqué par le chemin optique bleu sur la Figure 3.3), soit vers un système de caractérisation temporelle (indiqué par le chemin optique rouge sur la Figure 3.3). Le mode d’utilisation du modulateur acousto-optique diffère selon que le faisceau est envoyé vers l’analyseur de front d’onde ou vers la technique de caractérisation temporelle.

Dans un premier temps, le modulateur acousto-optique est programmé pour se comporter comme un filtre spectral passe-bande ajustable, ce qui permet de ne sélectionner qu’une partie du spectre de l’impulsion laser à caractériser (typiquement 0,5 nm de large). En utilisant l’analyseur de front d’onde, il est alors possible de mesurer le front de phase (c’est-à-dire la phase spatiale) de l’impulsion laser à une longueur d’onde, λ_i , donnée : $\varphi(x, y, \lambda_i)$. On peut également en déduire le profil spatial d’intensité à une longueur d’onde particulière : $I(x, y, \lambda_i)$. En effectuant cette mesure de front d’onde pour différentes couleurs, λ_i , recouvrant l’intégralité du spectre de

l'impulsion, il est possible de reconstruire la phase spatio-spectrale relative.

Pour obtenir une mesure absolue, une petite partie du faisceau, sélectionnée à l'aide d'un iris centré en (x_0, y_0) , est envoyée vers un dispositif b-FROG [26]. Ce système de caractérisation temporelle consiste à faire interagir, au sein d'un cristal de BBO, l'impulsion laser avec une réplique décalée en temps obtenue à l'aide du modulateur acousto-optique. La somme de fréquence issue de cette interaction non-linéaire est alors imagée sur la fente d'entrée d'un spectromètre à l'aide de la lentille L_7 . On obtient finalement une mesure spectrale absolue du champ électrique au point (x_0, y_0) .

Dans ce dispositif, de nombreuses lentilles sont utilisées pour imager le plan de mesure M au niveau des différents éléments du dispositif. Ainsi le télescope composé des lentilles L_1 - L_2 image le plan M au niveau du modulateur acousto-optique, de même que le télescope L_1 - L_2 l'image à la fois au niveau de l'analyseur de front d'onde et au niveau de l'iris en entrée du b-FROG. La dispersion induite par l'utilisation de ces lentilles au sein du dispositif doit être prise en compte pour reconstruire le champ électrique réel de l'impulsion. Pour cela, un autre dispositif (non précisé dans la référence [48]) doit être utilisé pour mesurer la dispersion induite afin de la compenser à l'aide du modulateur acousto-optique.

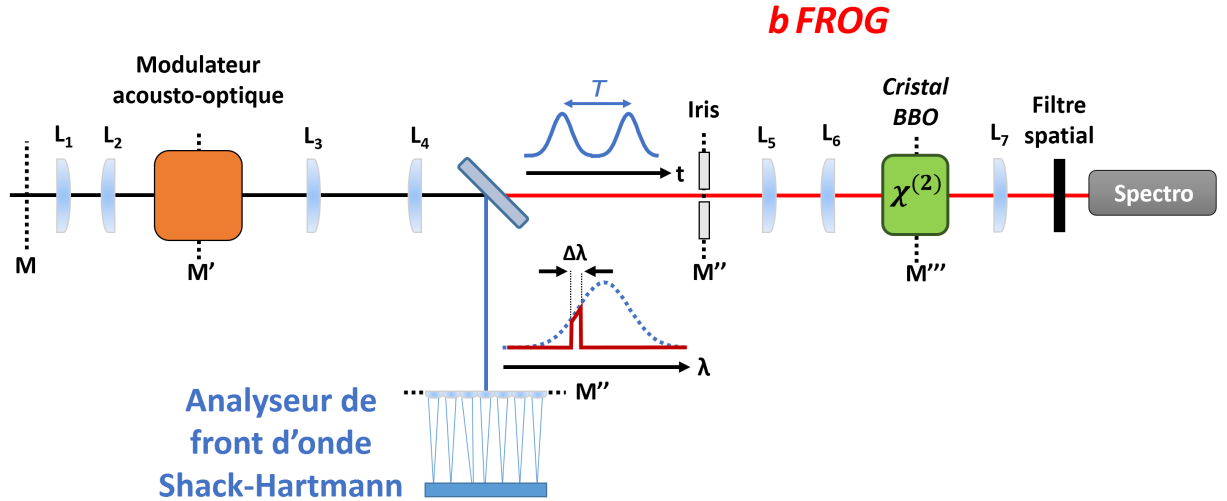


FIGURE 3.3 – Dispositif expérimental de HAMSTER.

Points forts

- Il s'agit d'un dispositif de mesure absolue.
- Le traitement est relativement simple et direct.

Points faibles

- Le dispositif est relativement coûteux car il nécessite d'utiliser un analyseur de front d'onde, un modulateur acousto-optique et un système de caractérisation temporelle.
- L'utilisation des éléments cités dans la phrase précédente implique un dispositif relativement complexe.
- Il n'est pas possible de caractériser entièrement des faisceaux dont le diamètre excède celui de l'entrée du modulateur acousto-optique (environ 2 mm).

3.5 SEA TADPOLE

Principe

SEA TADPOLE est un acronyme pour Spatially Encoded Arrangement for Temporal Analysis by Dispersing a Pair of Light Electric-field. Il s'agit d'un dispositif de caractérisation spatio-temporelle relatif multi-coup développé en 2006 par Bowlan et al. [52,54]. Cette technique consiste à résoudre spectralement les interférences obtenues entre un point de référence (x_i, y_i) et tous les autres points (x, y) de la tache focale.

Mise en œuvre

Un schéma de principe de SEA TADPOLE est représenté sur la Figure 3.4. A l'aide d'une fibre monomode (fibre 1), la lumière est collectée en différents points du faisceau laser que l'on souhaite caractériser. En parallèle, un faisceau de lumière auxiliaire susceptible d'interférer avec le laser est injecté dans l'autre fibre optique monomode (fibre 2). En pratique, le faisceau auxiliaire est souvent une réplique du faisceau laser lui-même, obtenue à l'aide d'une lame séparatrice placée en amont du système expérimental. Les sorties des deux fibres sont placées l'une au-dessus de l'autre, typiquement gaine contre gaine. En sortant de ces fibres, les faisceaux divergent avec un angle θ , se recouvrent et interfèrent spatialement. Ensuite, à l'aide d'un spectromètre, ces interférences spatiales, de type franges d'Young, sont résolues spectralement. Pour finir, cet interférogramme est enregistré via une caméra. On obtient alors un interférogramme $S(R, \omega)$ qui résulte des interférences entre le faisceau laser collecté à la position (x, y) par la fibre 1 et le faisceau laser collecté à la position (x_i, y_i) par la fibre 2 :

$$S(R, \omega) = A^2(x_i, y_i, \omega) + A^2(x, y, \omega) + 2A(x_i, y_i, \omega) A(x, y, \omega) \cos\left(2kR \sin\frac{\theta}{2} + \varphi(x, y, \omega) - \varphi(x_i, y_i, \omega)\right) \quad (3.7)$$

En effectuant un filtrage de Fourier [64] de ce spectrogramme, on peut déterminer le produit des amplitudes spectrales $A(x, y, \omega) A(x_i, y_i, \omega)$ et la différence de phase spectrale $\Delta\varphi(x, y, \omega) = \varphi(x, y, \omega) - \varphi(x_i, y_i, \omega)$. On compare ainsi les propriétés spectrales de la lumière collectée en un point du faisceau avec celles collectées en un autre point, il s'agit donc d'une mesure relative. En déplaçant la fibre 1, à l'aide de platines motorisées, dans les deux dimensions transverses du faisceau à caractériser et en mesurant l'interférogramme à chacune de ces positions (x, y) , on compare tous les points du faisceau à un point de référence (x_i, y_i) . On peut alors reconstruire spatialement et spectralement l'amplitude et la différence de phase du faisceau laser.

Comme souligné dans les références [52, 54], du fait de fluctuations de phase dues à des fluctuations thermiques et mécaniques de l'interféromètre, en particulier dans les fibres, il n'est pas possible de reconstruire le front d'onde du faisceau. Certains couplages spatio-temporels tels le pulse front tilt ou le pulse front curvature ne peuvent alors pas être détectés. En 2011, une solution [66] pour corriger ce problème a été proposée. Elle est basée sur l'algorithme de diversité de phase [67] qui permet de reconstruire un front d'onde en effectuant deux séries de mesures dans deux plans z autour du foyer.

Points forts

- Le dispositif expérimental est très simple à implémenter et à aligner puisqu'il n'est composé que de deux fibres optiques monomodes, d'un spectromètre et d'une caméra.

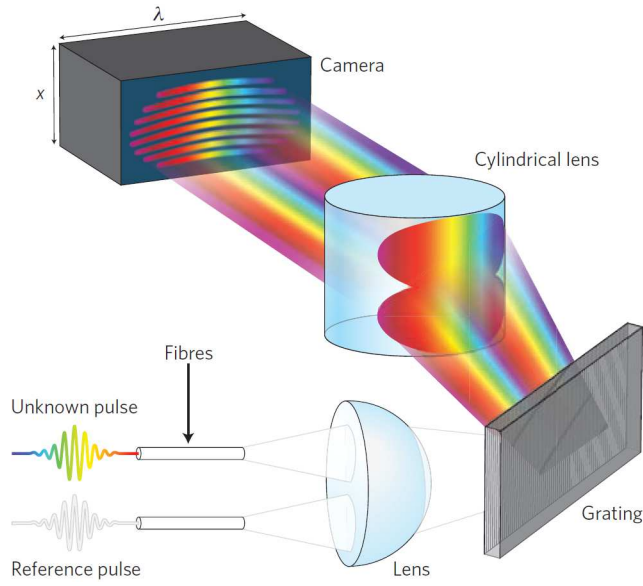


FIGURE 3.4 – Dispositif expérimental de SEA TADPOLE [65].

- Le coût du dispositif est relativement faible.
- Si jusqu'à présent SEA TADPOLE a été utilisé au foyer, rien n'empêche intrinsèquement de réaliser des mesures sur un faisceau collimaté de grand diamètre, il suffit alors de balayer la fibre 1 dans l'ensemble du faisceau.

Points faibles

- L'utilisation de fibres optiques génère des artefacts de mesure comme des fluctuations de phase qui empêchent de reconstruire directement le faisceau.
- La mesure nécessite un scan selon les deux dimensions de l'espace.

3.6 Comparatif des techniques de caractérisation spatio-temporelle

Dans ce chapitre, nous avons présenté les principes de quatre techniques de caractérisation spatio-temporelle déjà existantes au début de cette thèse. Pour bien comprendre l'intérêt de chacune de ces techniques, nous avons également étudié leurs points forts et leurs points faibles qui sont reportés dans le [Tableau 3.1](#).

Dans cette section, l'objectif est de comparer ces différentes techniques entre elles afin de déterminer celle qui est la plus appropriée à la caractérisation de lasers tels UHI 100. A l'heure actuelle, il n'existe aucun article dans la littérature relatant une caractérisation spatio-temporelle de chaînes lasers femtosecondes de haute-puissance. D'ailleurs, les quatre techniques que nous avons présentées dans ce chapitre ont toujours été appliquées à des impulsions dont la puissance n'excédaient pas 1 GW, soit un million de fois moins que la puissance nominale de la chaîne UHI 100. Le fait que ce type d'installation laser n'ait jamais été caractérisé spatio-temporellement démontre que la mesure d'un laser TW est nettement plus compliquée à réaliser que la caractérisation d'un simple oscillateur. Cela s'explique par le fait que les mesures au foyer sur des lasers femtosecondes de haute-puissance sont très compliquées à mettre en œuvre. D'une part, parce que les intensités au foyer sont telles qu'il est nécessaire d'atténuer fortement le faisceau

Propriétés des techniques	Nom de la technique			
	SPIDER 2D	STRIPED FISH	HAMSTER	SEA TADPOLE
Mono-coup	oui, 1D	oui, 2D	non	non
Type de mesure	absolue	relative	absolue	relative
Coût	\$\$\$	\$	\$\$	\$
Complexité	***	**	**	*
Limitations	$D_{max} \approx 5\text{ mm}$	Échantillonnage spectral limité $\Delta\lambda < 50\text{ nm}$	$D_{max} \approx 2\text{ mm}$	Artéfacts

TABLE 3.1 – Tableau comparatif des différentes techniques de caractérisation spatio-temporelle.

et, d'autre part, parce que ces chaînes laser sont généralement affectées par des fluctuations de pointé. Ces dernières ont pour conséquence de faire bouger aléatoirement la tache focale sur des distances comparables à la taille de la tache.

En pratique, il est donc préférable, voire indispensable, de réaliser la mesure sur le faisceau laser collimaté. Ces faisceaux pouvant atteindre plusieurs dizaines de centimètres, des techniques comme SPIDER 2D ou HAMSTER ne sont par conséquent pas adaptées car leur caractérisation est limitée à des faisceaux de quelques millimètres. Il est en théorie possible d'utiliser un télescope pour réduire la taille du faisceau en amont du système mais cela augmente nettement le coût et la complexité du dispositif. En outre, utiliser un télescope présente le risque d'induire des distorsions spatio-temporelles sur le faisceau si le télescope n'est pas parfaitement aligné.

A partir du [Tableau 3.1](#), on note que seuls STRIPED FISH et SEA TADPOLE sont susceptibles de caractériser des faisceaux de plusieurs centimètres. Jusqu'à présent, les différentes mesures réalisées avec SEA TADPOLE [52–54, 66, 68, 69] ont généralement été réalisées au foyer même si en théorie les fibres optiques monomodes peuvent être déplacées sur plusieurs centimètres. Dans la [Partie II](#), nous présentons une nouvelle implémentation de SEA TADPOLE permettant de réaliser des mesures sur des faisceaux collimatés en corrigeant les fluctuations de phase. Cela nous a permis, entres autres, de réaliser la toute première caractérisation spatio-temporelle d'une chaîne laser de haute-puissance [70].

Deuxième partie

Implémentation de SEA TADPOLE pour caractériser spatio-temporellement des chaînes lasers ultra-brèves de haute-puissance

Chapitre 1

Principe et dispositif expérimental

Sommaire

1.1	Introduction	47
1.2	Dispositif expérimental	48
1.3	Traitement des données	50

Les objectifs de ce chapitre sont :

1. de proposer une implémentation d'une technique de caractérisation déjà existante permettant une mesure spatio-temporelle de chaînes lasers femtosecondes de haute-puissance.
2. de définir le traitement de données à appliquer aux mesures réalisées à l'aide de ce dispositif permettant une reconstruction du profil spatio-temporel de l'impulsion.

1.1 Introduction

Dans l'optique de caractériser des chaînes lasers de puissance (TW-PW), nous avons d'abord décidé de nous appuyer sur une des techniques déjà existantes présentées dans le [chapitre 3](#) de la [Partie I](#). Pour des raisons de coût, de simplicité et afin d'éviter de générer des couplages, nous avons fait le choix durant cette thèse de ne pas utiliser de télescope et de limiter au maximum l'utilisation de densités optiques. Notre choix a été essentiellement dicté par des considérations pratiques telles que le coût ou la simplicité du montage expérimental. Pour ces raisons, SEA TADPOLE nous a semblé être une technique relativement facile à mettre en œuvre et bon marché, le dispositif expérimental se résumant à une lame séparatrice pour diviser le faisceau en deux, un système de deux fibres optiques monomodes et un spectromètre. Cette technique permet en outre une caractérisation 3D avec un très bon échantillonnage à la fois spatial et spectral.

Néanmoins, la caractérisation de chaînes lasers TW induisant un certain nombre de contraintes, il est nécessaire d'apporter plusieurs modifications au dispositif proposé dans la littérature [52–54]. En particulier, comme nous en avons fait mention dans la [Partie I](#), pour éviter les problèmes rédhibitoires associés aux mesures au foyer, tels que les fluctuations de pointé du laser, il est nécessaire d'adapter SEA TADPOLE à la mesure de faisceaux collimatés. Pour cela, il suffit de balayer une des fibres optiques dans le faisceau à l'aide d'une platine de translation. Si SEA TADPOLE s'adapte donc facilement à l'étude de faisceaux de grands diamètres, ce n'est pas le cas de SPIDER 2D ou HAMSTER qui ne permettent de mesurer que de petits faisceaux. Utiliser ces techniques sur UHI 100 nécessiterait alors de réduire préalablement la taille du faisceau via

un télescope, susceptible d'induire des distorsions spatio-temporelles. De plus, travailler sur des faisceaux collimatés, nous affranchit du processus d'atténuation qui aurait dû être mis en place sur de tels lasers, l'intensité maximale au foyer étant très nettement supérieure à l'intensité de dommage des fibres optiques utilisées dans SEA TADPOLE.

1.2 Dispositif expérimental

Comme cela a été détaillé en [section 3.5](#), SEA TADPOLE est un dispositif de caractérisation spatio-temporelle qui consiste à comparer un point du faisceau avec tous les autres par interférométrie. Un schéma de notre dispositif expérimental est présenté en [Figure 1.1](#) :

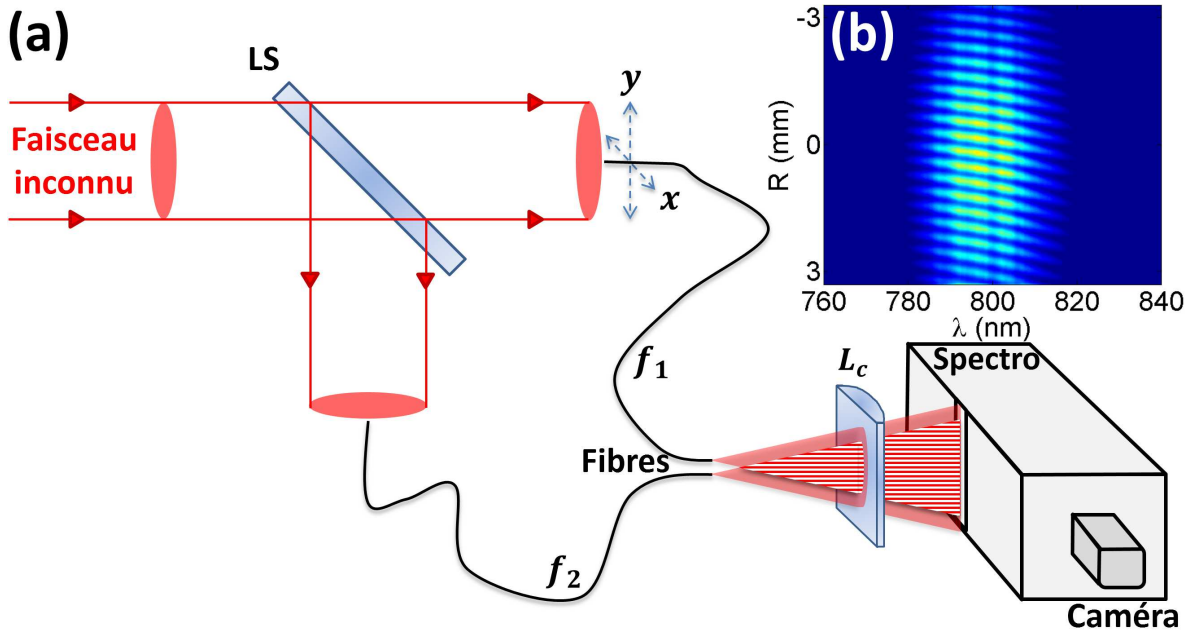


FIGURE 1.1 – Notre implémentation de SEA TADPOLE. (a) Dispositif expérimental. (b) Interférogramme expérimental.

Dans notre système, le faisceau laser collimaté à caractériser est divisé en deux via une lame séparatrice. Dans chaque bras de l'interféromètre, se trouve une fibre optique monomode qui collecte ainsi la lumière en deux endroits distincts du faisceau. L'une des fibres est fixe (fibre f_2) et collecte la lumière en (x_i, y_i) tandis que l'autre fibre (fibre f_1) est placée sur une double platine de translation qui permet de balayer cette fibre selon les deux dimensions transverses du faisceau x et y . A la sortie de ces fibres, les faisceaux divergent, se recouvrent et interfèrent spatialement. Au moyen d'une lentille cylindrique, les interférences spatiales ainsi obtenues sont focalisées le long de la fente d'entrée d'un spectromètre imageur qui permet de résoudre spectralement les interférences spatiales. Finalement, l'interférogramme obtenu, visible sur la [Figure 1.1](#), est enregistré par une caméra.

A partir des interférogrammes obtenus à l'issue d'une mesure réalisée avec SEA TADPOLE et sans traitement supplémentaire, on peut qualitativement identifier la présence de distorsions spatio-temporelles dans le faisceau laser. Premièrement, la position des franges renseigne sur la valeur de la phase absolue relative. Deuxièmement, le profil des franges des différents interférogrammes contient également beaucoup d'informations. Plus précisément, la pente ou l'in-

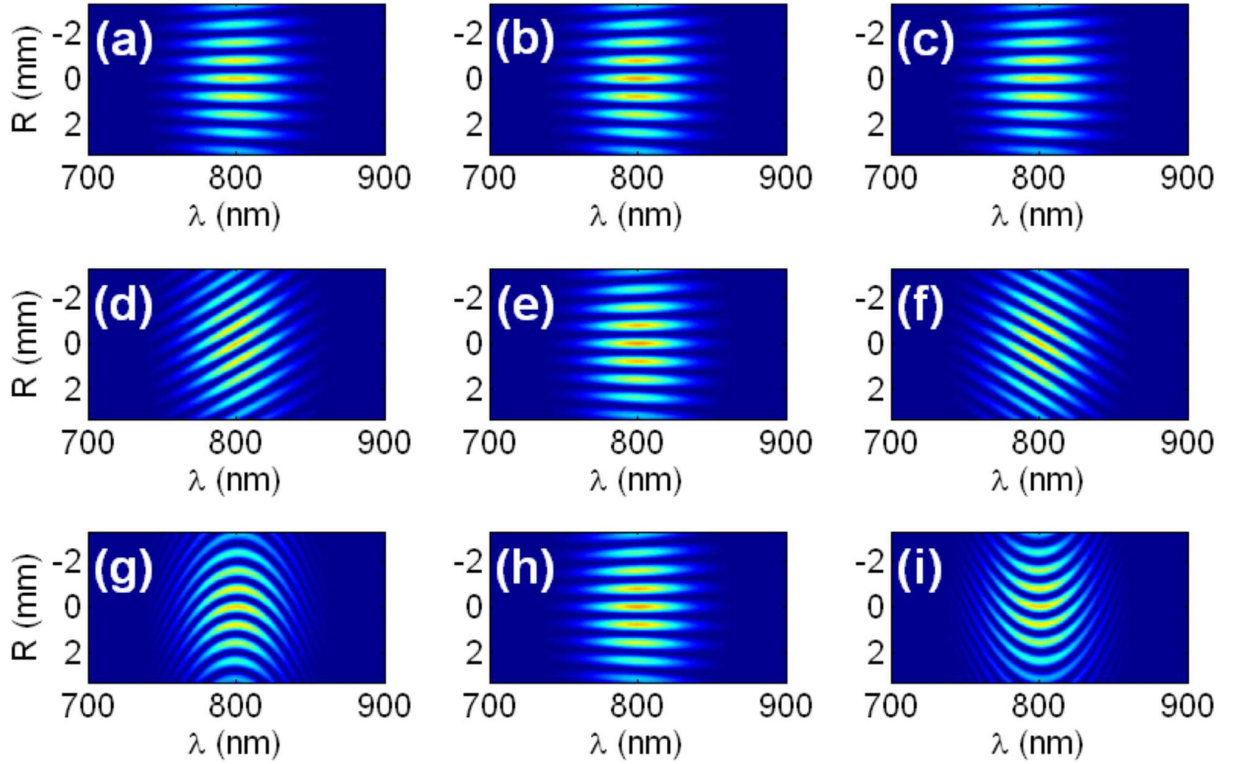


FIGURE 1.2 – **Simulation d'interférogrammes dans différentes situations.** (a)-(c) Interférogrammes simulés dans le cas où le faisceau laser ne présente pas de distorsions spatio-temporelles. (d)-(f) Interférogrammes simulés dans le cas où le faisceau laser présente du pulse front tilt. (g)-(i) Interférogrammes simulés dans le cas où le faisceau laser présente du chirp qui dépend de l'espace.

clinaison des franges représente le délai de groupe relatif de l'impulsion à la position particulière de la fibre f_1 dans le faisceau : $\varphi_0^{(1)}(x, y)$. De même, la courbure des franges correspond à la dispersion relative du délai de groupe en une position de l'espace (x, y) : $\varphi_0^{(2)}(x, y, \omega_0)$. Afin de montrer comment peuvent être utilisés ces interférogrammes pour déterminer certaines caractéristiques ou certaines distorsions du faisceau, nous avons simulé trois séries d'interférogrammes sur la Figure 1.2. Pour chacune de ces séries, représentant une mesure SEA TADPOLE dans un cas particulier, nous avons tracé trois interférogrammes correspondant à trois positions ($x_1 = -2\text{ cm}$, $x_2 = 0\text{ cm}$, $x_3 = 2\text{ cm}$) de la mesure. Les interférogrammes de la Figure 1.2 ont été simulés avec des impulsions présentant un profil gaussien centré à 800 nm et une largeur spectrale à mi-hauteur de 50 nm.

Les interférogrammes (a) à (c) de la Figure 1.2 représente le cas idéal où l'impulsion laser n'est pas distordue. Comme nous pouvons le voir ici, l'orientation et la forme des franges ne change pas en fonction de la position.

À l'inverse, sur les interférogrammes (d) à (f) de la Figure 1.2, on remarque que l'inclinaison des franges dépend de la position, ce qui signifie que le temps d'arrivée de l'impulsion varie spatialement. Cette dépendance spatiale du front d'impulsion peut être due au fait qu'il existe une différence entre le front d'impulsion et le front d'onde du laser comme c'est le cas en présence de pulse front tilt.

Enfin sur les interférogrammes (g) à (i) de la Figure 1.2, on remarque que la courbure des

franges varie le long de x . Cela traduit ici une distorsion spatio-temporelle puisque la GDD varie en fonction de la position. Dans l'optique d'une reconstruction complète du champ électrique nécessaire pour déterminer la présence de distorsions spatio-temporelles, la section suivante est consacrée au traitement du signal, à appliquer aux interférogrammes mesurés, pour reconstruire l'amplitude et la phase spatio-spectrales .

1.3 Traitement des données

A l'aide de l'interférogramme mesuré à un position (x, y) de la fibre f_1 , on a accès à un interférogramme $S(R, \omega)$:

$$S(R, \omega) = |E_{f_1}(x, y, \omega) + E_{f_2}^*(x_i, y_i, \omega)|^2 \quad (1.1)$$

où R est la dimension verticale de la caméra. E_{f_1} et E_{f_2} sont les champs électriques à la sortie des fibres f_1 et f_2 . Le champ $E_{f_n}^i(x, y, \omega)$ mesuré pour un tir laser i à la sortie de la fibre n est lié au champ électromagnétique $E(x, y, \omega)$ à l'entrée de notre dispositif par la fonction de transmission $T_{f_n}^i(\omega)$:

$$E_{f_n}^i(x, y, \omega) = E(x, y, \omega) e^{iT_{f_n}^i(\omega)} = A(x, y, \omega) e^{i\varphi(x, y, \omega)} e^{iT_{f_n}^i(\omega)} \quad (1.2)$$

où $A(x, y, \omega)$ et $\varphi(x, y, \omega)$ représentent l'amplitude et la phase spectrales à la position (x, y) . En injectant l'Équation 1.2 dans l'Équation 1.1, on obtient :

$$S(R, \omega) = A^2(x_i, y_i, \omega) + A^2(x, y, \omega) + 2A(x_i, y_i, \omega) A(x, y, \omega) \cos\left(2kR \sin\frac{\theta}{2} + \varphi(x, y, \omega) - \varphi(x_i, y_i, \omega) + T_i(\omega)\right) \quad (1.3)$$

où $T_i(\omega) = T_{f_1}^i(\omega) - T_{f_2}^i(\omega)$ correspond à la différence de transmission entre les fibres f_1 et f_2 . θ correspond à l'angle entre les faisceaux émergeant des fibres f_1 et f_2 . Le troisième terme de l'Équation 1.3, noté $s(x, y, R, \omega)$, contient toute l'information intéressante, à savoir le produit des amplitudes spectrales $A(x_i, y_i, \omega) A(x, y, \omega)$ et la différence de phase spectrale $\varphi(x, y, \omega) - \varphi(x_i, y_i, \omega)$:

$$s(x, y, R, \omega) = A(x_i, y_i, \omega) A(x, y, \omega) e^{i(2kR \sin\frac{\theta}{2} + \varphi(x, y, \omega) - \varphi(x_i, y_i, \omega) + T_i(\omega))} \quad (1.4)$$

Pour isoler la fonction $s(x, y, R, \omega)$, on effectue une transformée de Fourier 1D selon l'axe R de l'Équation 1.3 :

$$\begin{aligned} \tilde{S}(K, \omega) &= \overbrace{[A^2(x_i, y_i, \omega) + A^2(x, y, \omega)] \otimes \delta(K)}^{\text{Terme constant (pic en } K=0)} \\ &+ A(x_i, y_i, \omega) A(x, y, \omega) \frac{\sqrt{\pi} \times e^{-iK(\varphi(x, y, \omega) - \varphi(x_i, y_i, \omega) + T_i(\omega))}}{\sqrt{2k \sin\frac{\theta}{2}}} \\ &\otimes \underbrace{\left[\delta\left(K - 2k \sin\frac{\theta}{2}\right) + \delta\left(K + 2k \sin\frac{\theta}{2}\right) \right]}_{\text{Termes périphériques (pics en } K = \pm 2k \sin\frac{\theta}{2})} \end{aligned} \quad (1.5)$$

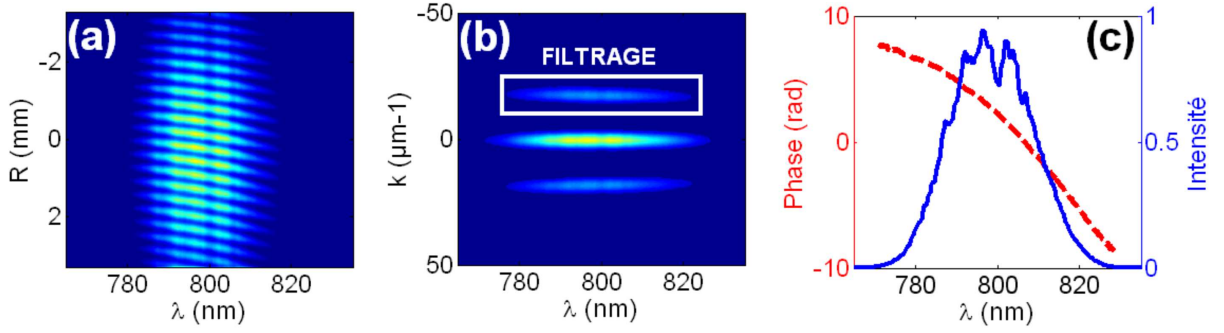


FIGURE 1.3 – **Traitement des données.** (a) Interférogramme mesuré avec notre dispositif. (b) Transformée de fourier à une dimension de l'interférogramme mesuré. (c) Amplitude spectrale (courbe bleue) et différence de phase spectrale (courbe rouge pointillée) de l'impulsion laser mesurée obtenues en effectuant une transformée de Fourier inverse d'un des pics périphériques présent sur la figure (b).

La transformée de Fourier de l'interférogramme représentée sur la Figure 1.3.(b) laissent apparaître trois pics correspondant aux trois termes de l'Équation 1.5. Le pic central contient la somme des intensités spectrales. Symétriquement autour de ce pic central, se trouvent deux pics périphériques. Ces pics contiennent les informations intéressantes à savoir le produit des amplitudes spectrales $A(x_i, y_i, \omega)$ $A(x, y, \omega)$ et la différence entre les phases spectrales $\varphi(x, y, \omega) - \varphi(x_i, y_i, \omega)$. Afin d'avoir accès à ces informations, un des pics périphériques subit une transformée de Fourier inverse, ce qui permet d'isoler la $s(x, y, R, \omega)$ dont le terme de phase contient deux quantités distinctes. La première est un terme linéaire en position R dû au petit angle θ entre les faisceaux sortant des fibres. Le second terme correspond à la différence entre les phases du faisceau incident aux positions (x, y) de la fibre f_1 et (x_i, y_i) de la fibre f_2 . Pour supprimer le terme de phase linéaire en R , on déplace la fibre f_1 à une position de référence (x_0, y_0) et on enregistre un nouvel interférogramme, à partir duquel on peut déterminer la fonction $s(x_0, y_0, R, \omega)$. En divisant $s(x, y, R, \omega)$ par $s(x_0, y_0, R, \omega)$, le terme linéaire en R disparaît comme indiqué par l'Équation 1.6 :

$$\frac{s(x, y, R, \omega)}{s(x_0, y_0, R, \omega)} = \frac{A(x, y, \omega)}{A(x_0, y_0, \omega)} e^{i(\varphi(x, y, \omega) - \varphi(x_0, y_0, \omega))} e^{i\delta T_i(\omega)} = \frac{A(x, y, \omega)}{A(x_0, y_0, \omega)} e^{i\Delta\varphi(x, y, \omega)} e^{i\delta T_i(\omega)} \quad (1.6)$$

où $\delta T_i(\omega) = T_i^{x, y}(\omega) - T_i^{x_0, y_0}(\omega)$ correspond à la différence entre la différence de transmission entre les deux fibres à une position (x, y) et à la position de référence (x_0, y_0) de la fibre f_1 . En l'absence de perturbations extérieures, on s'attend à ce que la différence de transmission n'évolue pas d'une position de la fibre f_1 à une autre : $\delta T_i(\omega) \simeq 0$.

En mesurant l'amplitude spectrale à la position de référence $A(x_0, y_0, \omega)$, il est possible d'avoir accès à l'amplitude $A(x, y, \omega)$. Cette mesure s'obtient en bloquant la fibre 1 pour ne collecter la lumière qu'avec la fibre 2 située à la position (x_0, y_0) . Finalement, l'amplitude spectrale $A(x, y, \omega)$ et la différence de phase spectrale $\Delta\varphi(x, y, \omega)$ correspondant à la position (x, y) de la fibre 1 sont reconstruites comme indiqué sur la Figure 1.3.(c).

Afin d'obtenir une caractérisation spatio-temporelle 3D (x, y, ω) , il nous reste à balayer le faisceau avec la fibre 1 dans les deux dimensions transverses. A l'issue d'une mesure effectuée avec SEA TADPOLE, nous enregistrons finalement la matrice à trois dimensions M suivante :

$$M(x, y, \omega) = A(x, y, \omega) e^{i(\varphi(x, y, \omega) - \varphi(x_0, y_0, \omega))} = A(x, y, \omega) e^{i\Delta\varphi(x, y, \omega)} \quad (1.7)$$

où $x \in [x_{min}; x_{max} = x_{min} + N_x \delta x]$ et $y \in [y_{min}; y_{max} = y_{min} + N_y \delta y]$. δx et δy correspondent aux pas d'échantillonnage selon les dimensions x et y . N_x et N_y sont le nombre de points de mesure dans les dimensions x et y .

A partir de l'Équation 1.7, nous pouvons déterminer l'amplitude $A(x, y, \omega)$ et la différence de phase $\Delta\varphi(x, y, \omega)$ du faisceau laser mesuré :

$$A(x, y, \omega) = e^{Re[\ln(M(x, y, \omega))]} \quad (1.8a)$$

$$\Delta\varphi(x, y, \omega) = Im[\ln(M(x, y, \omega))] \quad (1.8b)$$

Comme indiqué par l'Équation 2.3b, la caractérisation spatio-temporelle obtenue avec SEA TADPOLE est relative puisque que l'on compare la phase en tout point du faisceau à la phase à une position de référence. Néanmoins, à l'aide d'un dispositif de caractérisation temporelle tel FROG ou WIZZLER, il est possible de mesurer la phase spectrale à la position de référence, ce qui permet une caractérisation spatio-temporelle absolue.

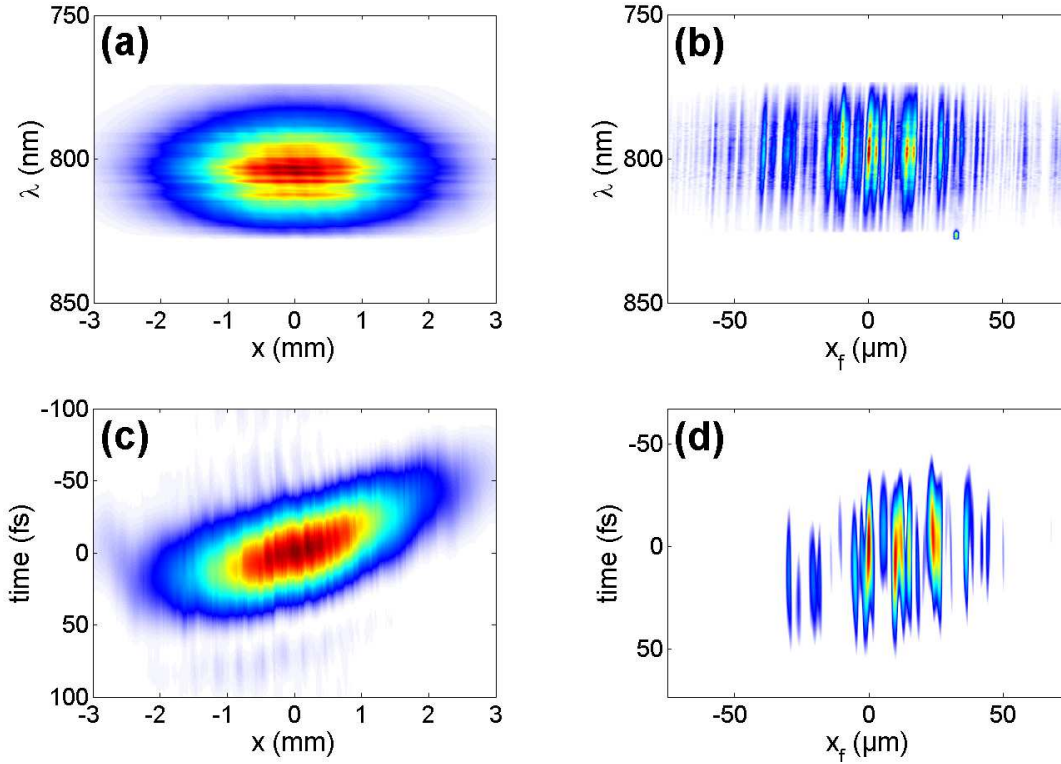


FIGURE 1.4 – Intensités obtenues dans les 4 domaines de Fourier à l'aide d'une mesure effectuée avec SEA TADPOLE. (a) Intensité spatio-spectrale de l'impulsion moyenne mesurée via notre dispositif dans le domaine (x, λ) . (b) Intensité spatio-temporelle de l'impulsion calculée dans le domaine (x, t) (c) Intensité spatio-spectrale de l'impulsion calculée dans le domaine (k_x, λ) . (d) Intensité spatio-temporelle de l'impulsion calculée dans le domaine (k_x, t) .

Sur la Figure 1.4 est tracée une reconstruction de l'intensité du laser LUCA dans les quatres domaines de Fourier. Dans les domaines (x, ω) et (x, t) où le faisceau est collimaté (cf. Figure 1.4.(a)-(c)), on retrouve une largeur spectrale et temporelle à mi-hauteur attendue pour ce laser, à savoir un spectre de 24 nm et une durée d'impulsion d'environ 45 fs. Cependant, les reconstructions de l'intensité au foyer (cf. Figure 1.4.(b)-(d)) ne correspondent pas à la tache focale attendue. Ces artéfacts de mesures sont dus à des fluctuations de phase induites par des

variations thermiques et mécaniques au sein des fibres optiques. Dans le chapitre suivant, nous proposons une solution permettant de corriger l'effet de ces fluctuations de phase afin obtenir une caractérisation spatio-temporelle correcte du faisceau laser étudié.

Chapitre 2

Problèmes expérimentaux et corrections

Sommaire

2.1 Etude et correction des différentes perturbations affectant l'interféromètre	55
2.1.1 Instabilité de l'interféromètre	55
2.1.2 Correction des artéfacts de mesure	56
2.2 Etude des artéfacts de mesure	59
2.2.1 Fluctuation de phase	60
2.2.2 Défauts de la platine de translation	61
2.3 Cas du chirp spatial	62

Les objectifs de ce chapitre sont :

1. d'étudier les différentes perturbations affectant notre dispositif et responsables d'artéfacts empêchant une reconstruction spatio-temporelle correcte du faisceau laser étudié.
2. de proposer une solution permettant de supprimer ces artéfacts des données mesurées.
3. d'étudier les conséquences du chirp spatial sur une reconstruction spatio-temporelle obtenue avec SEA TADPOLE.

2.1 Etude et correction des différentes perturbations affectant l'interféromètre

2.1.1 Instabilité de l'interféromètre

Comme nous l'avons vu dans le [chapitre 1](#), SEA TADPOLE peut être vu comme un interféromètre de Mach-Zehnder dont une partie du chemin optique est parcouru au sein de fibres optiques monomodes. Par conséquent, comme tout interféromètre, ce dispositif est particulièrement sensible à toute source d'instabilité, qu'elle soit mécanique, acoustique ou thermique. En effet, une perturbation mécanique (vibrations...) ou une variation du flux d'air (bruit, variations de température, courant d'air) affectant notre dispositif au moment du tir laser i peut avoir pour effet de faire varier la fonction de transmission $\delta T_i(\omega)$ entre deux mesures :

$$\delta T_i(\omega) \neq 0 \tag{2.1}$$

En présence de perturbations durant la mesure, la fonction de transmission dépend alors du tir i . En prenant en compte cette dépendance de la fonction de transmission, l'Équation 1.7 s'écrit :

$$M(x, y, \omega) = A(x, y, \omega) e^{i[\Delta\varphi(x, y, \omega) + \delta T_i(\omega)]} = A(x, y, \omega) e^{i\Delta\varphi^{mesure}(x, y, \omega)} \quad (2.2)$$

Comme indiqué dans l'Équation 2.2, les différentes perturbations affectant notre système ont pour conséquence d'ajouter un terme aléatoire $\delta T_i(\omega)$ à la différence de phase mesurée. Ces fluctuations de phase se produisent même lorsque la fibre f_1 reste à une position fixe dans le faisceau. Lorsque la fibre f_1 est balayée dans le faisceau, les perturbations touchant notre interféromètre sont vraisemblablement encore plus importantes à cause des déformations des fibres et à cause d'autres sources d'erreurs systématiques, telle que les défauts de la platine de translation. Dans la section 2.2, nous étudierons plus en détail la nature des différentes perturbations affectant notre dispositif. En pratique, la combinaison de ces différents effets conduit à des erreurs sur le front d'onde mesuré, $t_\varphi^{mesure}(x, y)$, et le front d'impulsion mesuré, $t_g^{mesure}(x, y)$, du laser étudié :

$$t_\varphi^{mesure}(x, y) = t_\varphi(x, y) + \frac{\delta T_i(\omega_L)}{\omega_L} \quad (2.3a)$$

$$t_g^{mesure}(x, y) = t_g(x, y) + \frac{d\delta T_i}{d\omega}(\omega_L) \quad (2.3b)$$

où ω_L est la fréquence centrale du laser étudié. $t_\varphi(x, y)$ représente le front d'onde réel du faisceau laser mesuré et $t_g(x, y)$ correspond au front d'impulsion réel. En pratique, ces artéfacts de mesure modifient le profil spatial du front d'onde et du front d'impulsion, ce qui a pour conséquence, entre autres, de fausser la reconstruction de l'intensité de l'impulsion au foyer, comme nous avons pu le voir sur la Figure 1.4.(c)-(d). Nous présentons à présent une solution permettant de corriger les artéfacts de mesures induites par les différentes perturbations affectant notre dispositif.

2.1.2 Correction des artéfacts de mesure

Dans cette sous-section, nous proposons une solution qui permet de corriger l'effet des artéfacts de mesure dus aux différentes perturbations affectant notre dispositif. Pour cela, nous allons simultanément injecter une source de référence dans notre dispositif comme indiqué sur la Figure 2.1. Nous avons appelé cette variante, RED SEA TADPOLE où RED est un acronyme signifiant ReferencED.

L'idée principale de notre correction réside dans le fait que les deux sources lumineuses parcourent le même chemin dans notre dispositif et vont, de ce fait, être affectées de façon corrélée par les différentes perturbations, $\delta T_i(\omega)$, agissant sur notre interféromètre. Pour pouvoir appliquer notre processus de correction, la source de référence doit remplir quatre conditions :

Condition 1 : La source de référence doit être légèrement décalée spectralement par rapport au laser à caractériser afin d'éviter que les spectres des deux sources ne se superposent.

Condition 2 : Le spectre de la source de référence doit être relativement large.

Condition 3 : Le faisceau de la source de référence doit avoir un diamètre égal ou supérieur au faisceau laser à caractériser.

Condition 4 : Le front d'onde, $t_{\varphi,R}$, et le front d'impulsion, $t_{g,R}$, de la source de référence doivent être connus a priori.

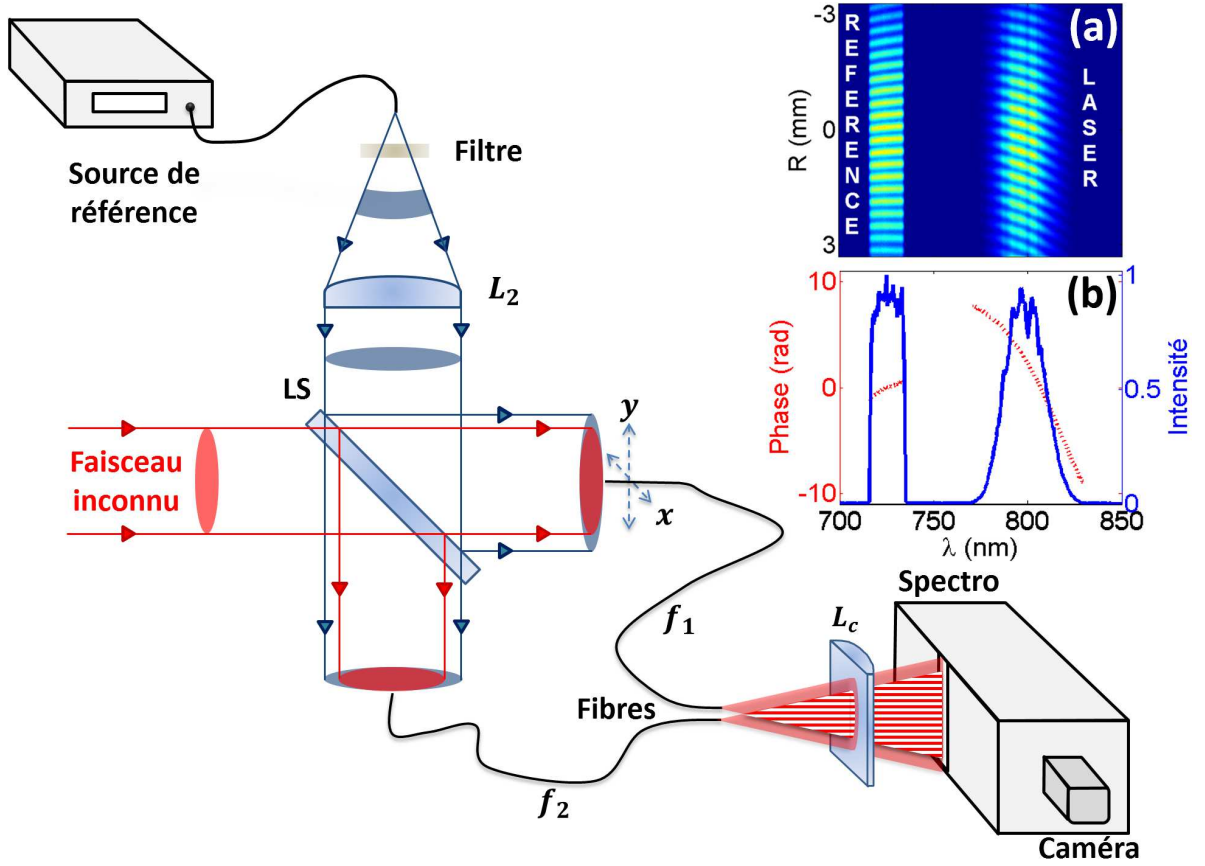


FIGURE 2.1 – **Dispositif expérimental de RED SEA TADPOLE.** Figure principale : dispositif expérimental de RED SEA TADPOLE. (a) Interférogramme mesuré faisant apparaître des interférences sur deux régions spectrales différentes dues à la source de référence (R) et au laser (L). (b) Amplitude spectrale (courbe bleue) et différences de phase spectrale (courbes rouges pointillées) de la référence (R) et du laser (L).

Les conditions 1 et 3 permettent d'appliquer le traitement de données (cf. [section 1.3](#)) aux deux sources lumineuses pour toutes les positions (x, y) de la fibre f_1 durant la mesure, ce qui permet de reconstruire à la fois le front d'onde du laser, $t_{\varphi,L}$, et de la source de référence, $t_{\varphi,R}$. À l'aide de la condition 2, on peut également mesurer simultanément le front d'impulsion du laser, $t_{g,L}$, et de la source de référence, $t_{g,R}$. À partir de la condition 4, on peut déterminer les artefacts de mesure affectant le front d'onde et le front d'impulsion de la référence :

$$\delta T_i(\omega_R) = \omega_R [t_{\varphi,R}^{mesure}(x, y) - t_{\varphi,R}(x, y)] \quad (2.4a)$$

$$\frac{d\delta T_i}{d\omega}(\omega_R) = t_{g,R}^{mesure}(x, y) - t_{g,R}(x, y) \quad (2.4b)$$

Pour réaliser notre correction, on émet l'hypothèse que les artefacts de mesure $\delta T_i(\omega)$ sont linéaires en ω sur une région spectrale $\Delta\omega = [\omega_1; \omega_2]$ englobant les spectres du laser et de la source de référence, ce qui semble relativement intuitif sachant que les fréquences centrales du laser et de la référence sont relativement proches l'une de l'autre. Ainsi, $\forall \omega \in \Delta\omega$, $\frac{d\delta T_i}{d\omega}(\omega) = cst.$ Il existe dès lors une relation entre les artefacts de mesures à la pulsation centrale du laser ω_L

et à la pulsation centrale de la référence ω_R :

$$\delta T_i(\omega_L) = \delta T_i(\omega_R) + (\omega_L - \omega_R) \frac{d\delta T_i}{d\omega} \quad (2.5)$$

En couplant l'Équation 2.4a à l'Équation 2.4b et l'Équation 2.5, on est en mesure de corriger le front d'onde et le front d'impulsion des artéfacts de mesures affectant la source laser mesurée :

$$t_{\varphi,L}(x, y) = t_{\varphi,L}^{mesure}(x, y) - \delta T_i(\omega_R) - (\omega_L - \omega_R) \frac{d\delta T_i}{d\omega}(\omega_R) \quad (2.6a)$$

$$t_{g,L}(x, y) = t_{g,L}^{mesure}(x, y) - \frac{d\delta T_i}{d\omega}(\omega_R) \quad (2.6b)$$

Pour pouvoir appliquer ce processus de correction, nous avons vu que la source de référence devait remplir quatres conditions. En pratique, comme source de référence, nous avons utilisé une source de lumière fibrée supercontinuum(NKT, SuperK) qui délivre une puissance de 100 mW et un spectre très large (typiquement plusieurs centaines de nanomètres). Pour remplir les conditions 1 et 2, un filtre interférentiel passe-bande est placé dans le faisceau, comme indiqué sur la Figure 2.1, afin de sélectionner une bande spectrale de 20 nm de large, centrée à 725 nm. De cette façon, les spectres du laser et de la source de référence ne se superposent pas, comme indiqué par l'interférogramme présenté sur la Figure 2.1.(a). A partir de cet interférogramme, en appliquant un filtrage de Fourier (cf. section 1.3), il est possible de reconstruire simultanément l'amplitude et la différence de phase spectrale du laser et de la référence à une position donnée (cf. Figure 2.1.(c)). La condition 4 est assurée par le fait que le faisceau lumineux émerge d'une fibre optique monomode. En effet, au sein d'une fibre monomode, un seule mode se propage ce qui garantit au faisceau une très bonne qualité spatiale. La phase spatiale (i.e. front de phase) ne dépendant alors pas de la longueur d'onde, il n'y a pas de distorsions spatio-spectrales sur le faisceau. Le front d'onde et le front d'impulsion sont alors identiques. La condition 3 est remplie en plaçant un objectif de microscope de façon à collimater le faisceau de référence issue de la fibre f_3 pour que son diamètre soit supérieur à celui du faisceau laser étudié. Pour des faisceaux de grand diamètre, il est possible d'utiliser une lentille achromatique, qui n'induit pas de distorsions, pour collimater le faisceau de la source de référence. Cet arrangement confère au faisceau de référence un front d'onde, $t_{\varphi,R}$, et un front d'impulsion, $t_{g,R}$, quasi-plans : $t_{\varphi,R} \approx \alpha$ et $t_{g,R} \approx \beta$, où α et β sont des constantes.

A présent, nous allons illustrer notre procédure de correction dans un cas concret. Sur le graphe principal de la Figure 2.2 sont tracés le front d'onde mesuré, $t_{\varphi,L}^{mesure}$, (courbe bleue pointillée) et le front d'impulsion mesuré, $t_{g,L}^{mesure}$, (courbe rouge pointillée) du laser. Ces quantités laissent toutes les deux apparaître des variations compliquées et irrégulières le long de l'axe x , dues aux artéfacts de mesures, $\delta T_i(\omega_L)$, générés par l'instabilité de l'interféromètre. Sur le petit graphe en haut à droite de la Figure 2.2 sont représentés le front d'onde mesuré, $t_{\varphi,R}^{mesure}$, (courbe bleue pointillée) et le front d'impulsion mesuré, $t_{g,R}^{mesure}$, (courbe rouge pointillée) de la source de référence. Dans notre cas, l'alignement de la source de référence assure un front d'onde et un front d'impulsion quasi-plans. En reportant cette condition dans l'Équation 2.4a et l'Équation 2.4b, on obtient :

$$\delta T_i(\omega_R) \approx \omega_R [t_{\varphi,R}^{mesure}(x, y) - \alpha] \quad (2.7a)$$

$$\frac{d\delta T_i}{d\omega}(\omega_R) \approx t_{g,R}^{mesure}(x, y) - \beta \quad (2.7b)$$

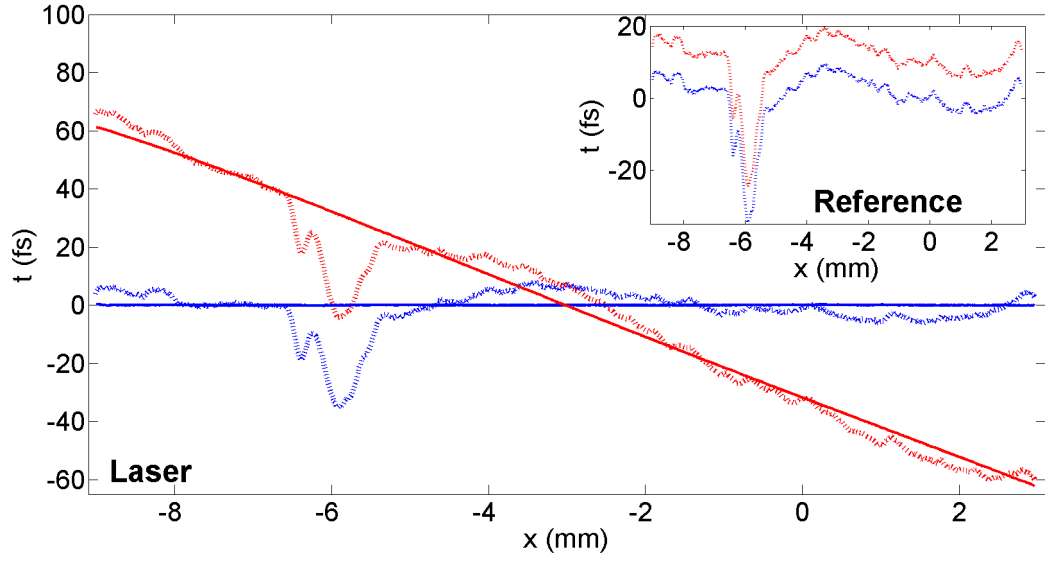


FIGURE 2.2 – **Processus de correction des mesures SEA TADPOLE.** Front d’onde mesuré (courbe bleue pointillée) et front d’impulsion mesuré (courbe rouge pointillée) du laser affectés par les artéfacts de mesure. Front d’onde du laser (courbe bleue) et front d’impulsion du laser (courbe rouge) corrigés des artéfacts de mesure. Dans le coin supérieur droit de la figure principale sont tracés le front d’onde mesuré (courbe bleue pointillée) et le front d’impulsion mesuré (courbe rouge pointillée) de la source de référence.

D’après l’Équation 2.7a et l’Équation 2.7b, la mesure du front d’onde $t_{\varphi,R}^{mesure}$, et du front d’impulsion $t_{g,R}^{mesure}$ de la source de référence correspond donc aux artéfacts de mesures $\delta T_i(\omega_L)$, et à sa dérivée à une constante près. Cela signifie que le front d’onde et le front d’impulsion du laser seront corrigés et reconstruits à une constante près. Cela n’a a priori pas beaucoup d’importance, puisque c’est réellement leur forme que l’on souhaite reconstruire ici. Finalement, en injectant l’Équation 2.7a et l’Équation 2.7b dans l’Équation 2.6a et l’Équation 2.6b, nous sommes en mesure de reconstruire le front d’onde, ϕ_L , (courbe bleue) et le front d’impulsion, ψ_L , (courbe rouge) du laser. On remarque que le front d’impulsion est incliné par rapport au front d’onde. Ce pulse front tilt est généré par un prisme et nous étudierons plus en détail cette mesure de validation dans la section 3.1.

2.2 Etude des artéfacts de mesure

Dans cette section, l’objectif est d’étudier les différentes perturbations affectant notre dispositif de mesure et responsables des artéfacts de mesure, $\delta T_i(\omega)$, dont une correction a été proposée dans la section 2.1. D’abord, dans la sous-section 2.2.1, nous nous intéresserons aux fluctuations de phase, artéfact prédominant lorsque la fibre f_1 est fixe. Puis, dans la sous-section 2.2.2, nous nous intéresserons aux défauts des platines de translation, servant à balayer la fibre f_1 dans le faisceau, et qui sont responsables des principales variations de phase lors d’une mesure SEA TADPOLE.

2.2.1 Fluctuation de phase

Comme cela a été mentionné dans les références [52, 54], SEA TADPOLE ne permet pas de reconstruire correctement le front d'onde du laser étudié à cause de fluctuations de phase. Dès lors, les distorsions spatio-temporelles résultant d'une différence entre le front d'onde et le front d'impulsion telles que l'inclinaison ou la courbure de front d'impulsion ne peuvent être détectées. En pratique ici, le front d'onde mesuré, $t_{\varphi}^{mesure}(x, y)$, se décompose alors en une somme du front d'onde réel du laser, $t_{\varphi}(x, y)$, et d'un terme induit par les fluctuations de phase, δ , comme indiqué par l'Équation 2.8 :

$$t_{\varphi}^{mesure}(x, y) = t_{\varphi}(x, y) + \delta \quad (2.8)$$

Ces fluctuations de phase δ sont dues à l'instabilité de l'interféromètre induite par les vibrations mécaniques et les variations thermiques. En particulier, ces dernières sont responsables d'un changement local de l'indice du cœur de la fibre qui induit un changement de chemin optique parcouru par l'impulsion aboutissant à une variation de la phase absolue relative mesurée. Les fluctuations de phase, δ , sont la perturbation principale lorsque la fibre f_1 est fixe, en d'autres termes : $\delta T_i^{fixe}(\omega) \approx \delta$. Sur la Figure 2.3, les phases absolues relatives du laser (courbe bleue) et de la référence (courbe rouge) sont reconstruites pour chacun des 100 interférogrammes successivement mesurés à une même position (x, y) de la fibre f_1 . On remarque que les fluctuations sont identiques sur le laser et la référence comme indiqué par la courbe grise de la Figure 2.3 représentant la différence entre la phase absolue du laser et celle de la référence. Le fait que les fluctuations de phase affectent de la même manière les deux sources confirme les hypothèses faites dans la sous-section 2.1.2 à la base du processus de correction.

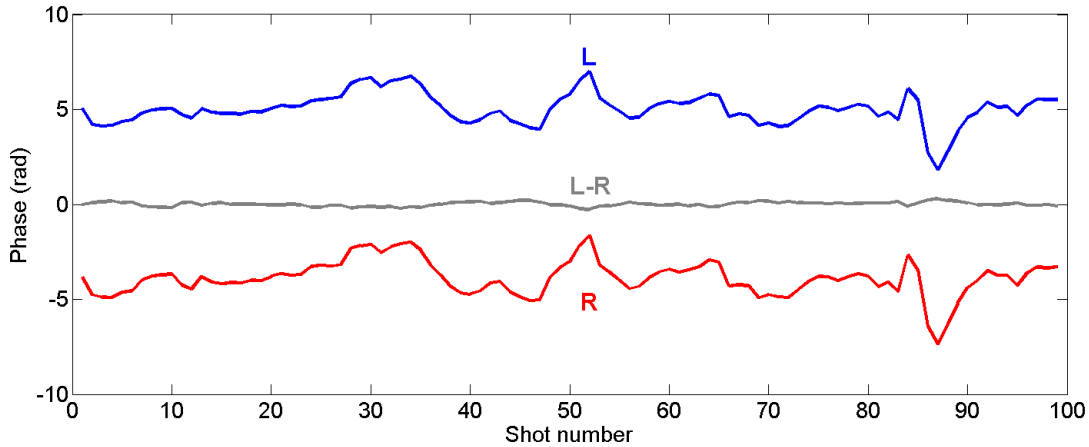


FIGURE 2.3 – **Influence des fluctuations de phase.** Phase absolue du laser étudié (courbe bleue) et de la source de référence (courbe rouge). La courbe grise correspond à la différence entre les phases absolues de ces deux sources.

Comme il en a été fait mention dans la section 1.3 du chapitre précédent, outre le processus de correction que nous avons proposé, il existe une autre solution pour pouvoir mesurer correctement le front d'onde qui consiste à utiliser une méthode appelée diversité de phase [67]. Cette technique a été utilisée avec succès [66] et permet de reconstruire le front d'onde d'une impulsion en mesurant son intensité dans deux plans différents.

2.2.2 Défauts de la platine de translation

Outre les fluctuations de phase, les platines de translation motorisées utilisées pour balayer la fibre f_1 dans le faisceau perturbent également les mesures réalisées à l'aide de notre dispositif. Plus précisément, le mouvement de ces platines n'est pas rectiligne (cf. Figure 2.4.(a)) mais peut présenter un mouvement en "lacet" comme indiqué sur la Figure 2.4.(b). Cela signifie que la mesure du faisceau n'est pas entièrement effectué dans le même plan z comme cela aurait dû être le cas. Ces variations $\Delta z(x, y)$ selon l'axe z vont avoir pour conséquence d'ajouter un délai artificiel $\tau = \frac{\Delta z(x, y)}{c}$ à la différence de phase que l'on souhaite mesurée comme indiqué par l'Équation 2.9 :

$$\Delta\varphi_{mesure}(x, y, \omega) = \Delta\varphi(x, y, \omega) + \omega\tau \quad (2.9)$$

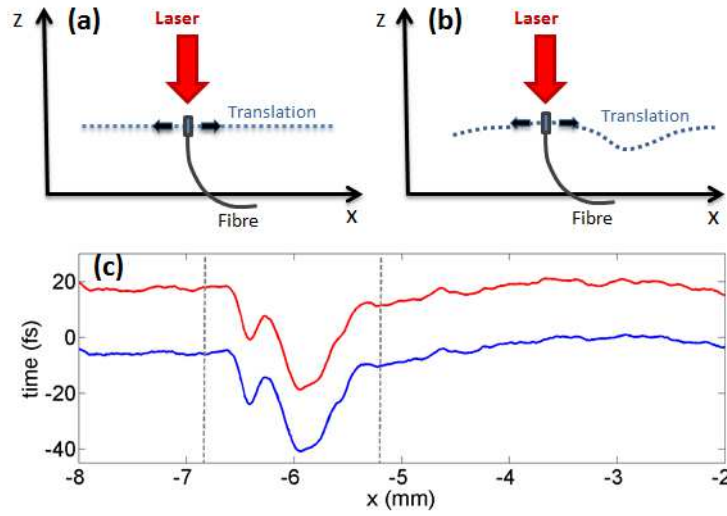


FIGURE 2.4 – Défauts de la platine de translation et effet sur les fronts d'onde et d'impulsion mesurés. (a) Cas idéal où la translation de la platine servant à balayer la fibre f_1 dans le faisceau est parfaitement rectiligne. (b) Cas rencontré lorsque la platine de translation présente du lacet. (c) Influence du lacet sur le front d'onde (courbe bleue) et le front d'impulsion (courbe rouge). On note clairement une forte perturbation, autour de - 6 mm, induite à la fois sur le front d'onde et le front d'impulsion.

D'après l'Équation 2.9, le délai artificiel τ affecte de la même manière le front d'onde et le front d'impulsion. Les défauts de la platine de translation n'ont donc normalement pas d'effet sur la détection des couplages spatio-temporels. En effet, des distorsions telles le pulse front tilt ou le pulse front curvature sont correctement reconstruites puisqu'elles correspondent à une différence entre le front d'onde et le front d'impulsion (le terme τ disparaît alors). Néanmoins, comme nous venons de le voir dans la sous-section 2.2.1, les fluctuations de phase rendent impossible la reconstruction correcte du front d'onde, les distorsions spatio-temporelles citées précédemment ne peuvent alors pas être identifiées.

Sur Figure 2.4.(c) sont tracés le front d'onde (courbe bleue) et le front d'impulsion (courbe rouge) du laser LUCA. Comme prévu par l'Équation 2.9, les artéfacts de mesure induits par le lacet des platines affectent de la même manière $t_{\varphi,L}$ et $t_{g,L}$, puisque leurs variations(cf. Figure 2.4.(c)) sont très similaires à celles de la référence représentées sur le petit graphe en haut à droite de la Figure 2.2. Le fait que le lacet de la platine de translation affecte de la même manière les deux sources confirme les hypothèses faites dans la sous-section 2.1.2 à la base du

processus de correction. Par ailleurs, on remarque que le lacet des platines (Figure 2.4.(c)) a une influence nettement plus importante sur les fronts d'onde et d'impulsion que les fluctuations de phase (Figure 2.3).

Pour conclure, en ne prenant en compte que les fluctuations de phase et le mouvement en lacet de la platine, les artéfacts de mesure, $\delta T_i(\omega)$, s'écrivent :

$$\delta T_i(\omega) \approx \delta + \omega\tau \quad (2.10)$$

où le terme $\omega\tau$ n'est présent que lorsque l'on balaye la fibre f_1 . Il s'agit alors du terme dominant : $\delta T_i^{scan}(\omega) \approx \omega\tau$.

2.3 Cas du chirp spatial

Pour obtenir une reconstruction spatio-temporelle avec SEA TADPOLE sur l'intégralité du faisceau laser, il est nécessaire que le spectre du champ électrique collecté en n'importe quel point du faisceau par la fibre f_1 soit au moins aussi large que celui à la position de référence (x_0, y_0) . Si ce n'est pas le cas, les faisceaux, issus des fibres f_1 et f_2 , n'interféreront que sur la région spectrale où les deux spectres se recouvrent. L'amplitude et la différence de phase spectrales ne seront alors reconstruites que sur cette région spectrale. C'est le cas en présence de chirp spatial, puisque le spectre du faisceau laser à caractériser va dépendre de la position dans le faisceau. Ainsi, le spectre à la position (x, y) du faisceau incident va être différent de celui à la position de référence (x_0, y_0) .

Sur la Figure 2.5.(c) est simulé l'interférogramme obtenu avec SEA TADPOLE en l'absence de chirp spatial. Dans ce cas, les faisceaux émergeant des fibres f_1 et f_2 ont des spectres identiques (cf. Figure 2.5.(c)). L'interférogramme obtenu présente alors des franges sur l'ensemble du spectre. En présence de chirp spatial (cf. Figure 2.5.(b)-(d)), les faisceaux émergeant des fibres f_1 et f_2 ont des spectres relativement différents qui ne se superposent plus que sur une région spectrale Λ_1 . Par conséquent, l'interférogramme obtenu (cf. Figure 2.5.(d)) présente alors des franges qui sont d'une part moins contrastées et qui ne sont présentes que sur la région spectrale Λ_1 . Sur tout le reste du spectre, soit sur la région Λ_2 la reconstruction spectrale de l'impulsion ne peut être réalisée.

Afin de mesurer précisément le chirp spatial, il suffit de bloquer la fibre f_2 et d'effectuer ensuite une mesure SEA TADPOLE classique. De cette façon, pour chaque position (x, y) de la fibre f_1 , on mesure l'amplitude spectrale. A l'issue de la mesure, on peut donc reconstruire l'amplitude spatio-spectrale de l'impulsion et déterminer précisément le chirp spatial présent sur le faisceau laser étudié.

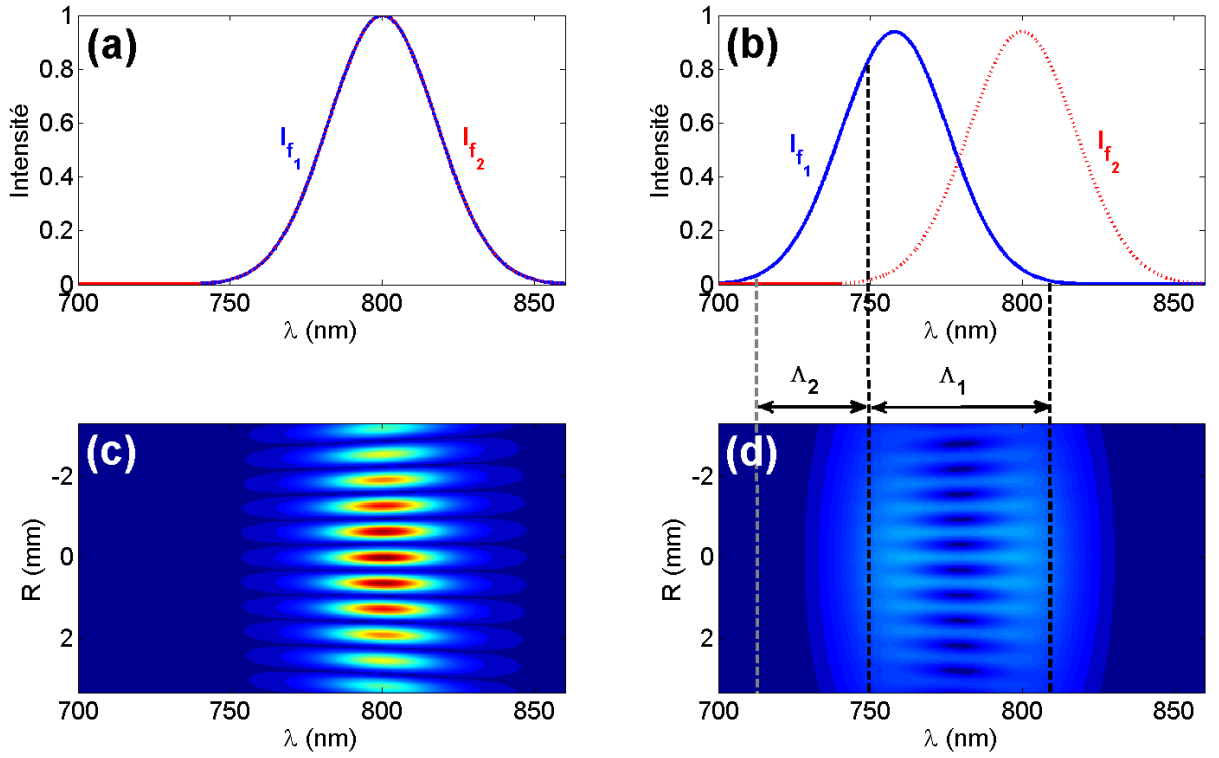


FIGURE 2.5 – **Influence du chirp spatial sur les interférogrammes SEA TADPOLE.** La première et la deuxième colonne de la figure représentent une mesure effectuée respectivement en l'absence et en présence de chirp spatial. (a)-(b) Amplitudes spectrales collectées par la fibre f_1 (courbe bleue) et par la fibre f_2 (courbe rouge). (c)-(d) Interférogrammes simulés pour une impulsion dont les fibres f_1 et f_2 collectent les amplitudes spectrales tracées en (a)-(b).

Chapitre 3

Analyses des résultats expérimentaux et discussions

Sommaire

3.1	Pulse front tilt induit par un prisme	66
3.2	Dispersion radiale du délai de groupe induite par un prisme . .	67
3.3	Pulse front tilt induit par un compresseur désaligné	68
3.4	Pulse front curvature induit par une lentille	69
3.5	Caractérisation spatio-temporelle de LUCA	69
3.6	Conclusions, discussions et perspectives	70

Les objectifs de ce chapitre sont :

1. de réaliser des mesures de validation de notre technique en général et du processus de correction des artefacts en particulier.
2. d'effectuer une étude statistique à partir de ces mesures afin de déterminer la précision et la répétabilité de notre dispositif.
3. d'étudier des cas plus concrets (désalignement du compresseur, distorsions générées par une lentille) et de caractériser spatio-temporellement la chaîne laser LUCA.

Pour réaliser les mesures de validation de notre système, nous allons étudier les distorsions spatio-temporelles (pulse front tilt, pulse front curvature, dispersion radiale du délai de groupe) induites par des optiques particulières (prisme, lentille) et comparer les résultats expérimentaux obtenus à ceux prédits par la théorie. Pour effectuer les calculs théoriques, nous utiliserons les formules données dans la [Partie I](#). Afin de mesurer précisément ces distorsions, nous soustrayons la différence de phase spatio-spectrale mesurée avant l'optique, $\Delta\varphi_L$, à celle mesurée après, $\Delta\varphi_{L+O}$, ce qui nous permet de déterminer la différence de phase spatio-spectrale, $\Delta\varphi_O$, induite par l'optique elle-même :

$$\Delta\varphi_O = \Delta\varphi_{L+O} - \Delta\varphi_L \quad (3.1)$$

En ce qui concerne, l'estimation de la précision et de la répétabilité de notre dispositif, nous avons effectué une série de 10 mesures dans les mêmes conditions à partir de laquelle nous pouvons calculer la moyenne et l'écart-type.

3.1 Pulse front tilt induit par un prisme

Dans cette section, nous allons étudier le pulse front tilt induit par un prisme sur les impulsions lasers délivrées par LUCA. Le prisme étudié ici présente un angle de 10° et est fabriqué en BK7. Le faisceau laser se propageant normalement à la face d'entrée du prisme, le pulse front tilt généré théoriquement peut se calculer grâce à l'Équation 2.9 de la Partie I : $\xi_{th} = 9,52 fs.mm^{-1}$.

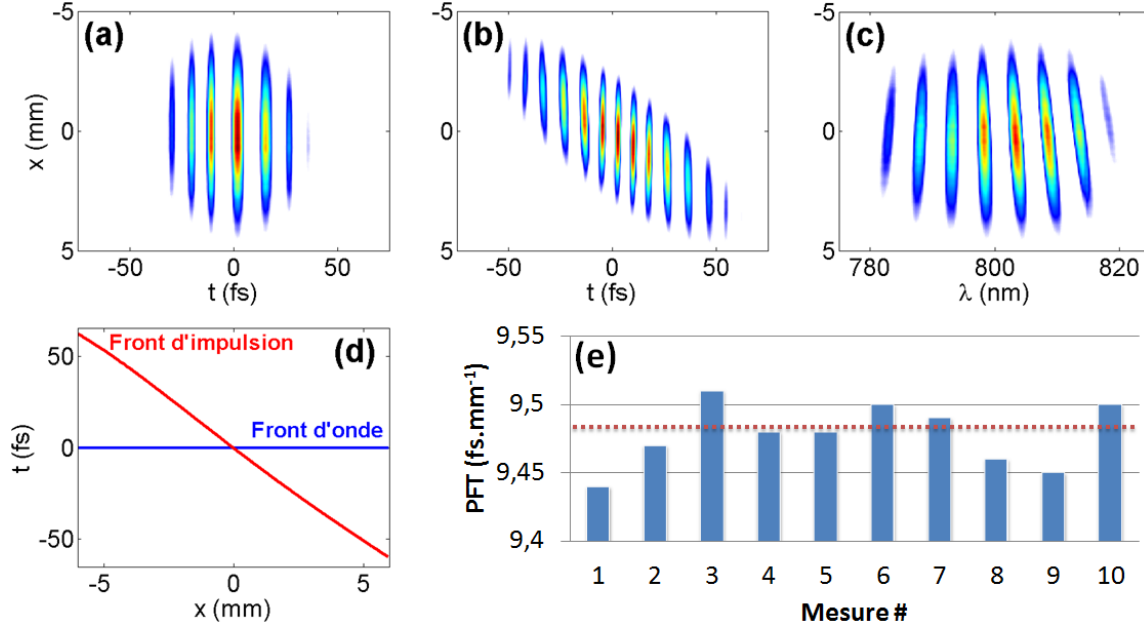


FIGURE 3.1 – **Pulse front tilt induit par un prisme.** Partie réelle du champ électrique (après démodulation) dans le domaine (x, t) avant (a) et après (b) le prisme. (c) Partie réelle du champ électrique (après démodulation) mesuré dans l'espace (x, ω) . (d) Front d'onde (courbe bleue) et front d'impulsion (courbe rouge) mesurés. (e) Histogramme indiquant la valeur du pulse front tilt pour 10 mesures et sa valeur moyenne (courbe pointillée rouge).

Pour déterminer le pulse front tilt induit par le prisme lui-même (cf. Figure 3.1.(d)), on effectue une caractérisation SEA TADPOLE du faisceau avant (Figure 3.1.(a)) et après (Figure 3.1.(b)) le prisme. On note clairement la présence de pulse front tilt puisque le front d'impulsion est incliné par rapport au front d'onde. Cela conduit à un pulse front tilt valant $\xi_{exp} = 9,44 fs.mm^{-1}$, ce qui révèle donc un très bon accord avec la théorie puisque l'erreur est de moins de 1 %. En réalisant une série de 10 mesures identiques (cf. Figure 3.1.(e)), le pulse front tilt mesuré vaut :

$$\xi_{exp} = 9,48 \pm 0,05 fs.mm^{-1} \quad (3.2)$$

On notera, entre autre, l'écart-type mesuré ici ($0,023 fs.mm^{-1}$), attestant d'une très bonne reproductibilité de notre dispositif de mesure.

Sur la Figure 3.1.(c) est tracée la partie réelle du champ électrique mesuré dans le domaine (x, ω) avec notre implémentation de SEA TADPOLE. On remarque que les fronts de phase présentent une inclinaison qui dépend de la longueur d'onde. Cela signifie que les différentes couleurs de l'impulsion se propagent dans des directions différentes. Cette distorsion spatio-temporelle est connue sous le nom de dispersion angulaire. Comme nous l'avons vu dans la chapitre 2 de la Partie I, une distorsion spatio-temporelle s'exprime de façon différente dans les différents espaces de Fourier. Dans notre cas, le pulse front tilt apparaît dans l'espace temporel, tandis que la

dispersion angulaire s'exprime dans l'espace spectral. Il est plus simple de comprendre l'effet dramatique induit par un prisme sur un faisceau laser focalisé en étudiant la dispersion angulaire. En effet, comme les différentes longueurs d'onde se propagent dans des directions différentes, chaque couleur va être focalisée à un endroit différent dans le plan focal (chirp spatial), conduisant inévitablement à une diminution importante de l'intensité maximale au foyer.

3.2 Dispersion radiale du délai de groupe induite par un prisme

Dans cette section, nous allons étudier la GDD radiale générée par un prisme sur le faisceau émergent de la source de référence. Nous avons décidé ici d'effectuer cette mesure sur une source supercontinuum plutôt que sur LUCA car cette source dispose d'un spectre beaucoup plus large, rendant l'effet de la GDD radiale plus visible. En effet, la dispersion du délai de groupe correspond à de la courbure de phase spectrale et varie donc avec le carré de la largeur spectrale : $\sigma \frac{(\omega - \omega_0)^2}{2}$. Le fait de réaliser une mesure sur la source de référence implique que le front d'onde et le front d'impulsion reconstruits présentent les artéfacts de mesures dus à l'instabilité de l'interféromètre. Cela n'a toutefois pas d'importance puisque nous ne cherchons ici qu'à mesurer la dispersion du délai de groupe. Le prisme étudié ici étant le même que celui étudié dans la [section 3.1](#), la dispersion radiale du délai de groupe générée par notre prisme peut être déterminée à partir de l'Équation 2.12 de la [Partie I](#) : $\sigma_{th} = 4,47 fs^2.mm^{-1}$.

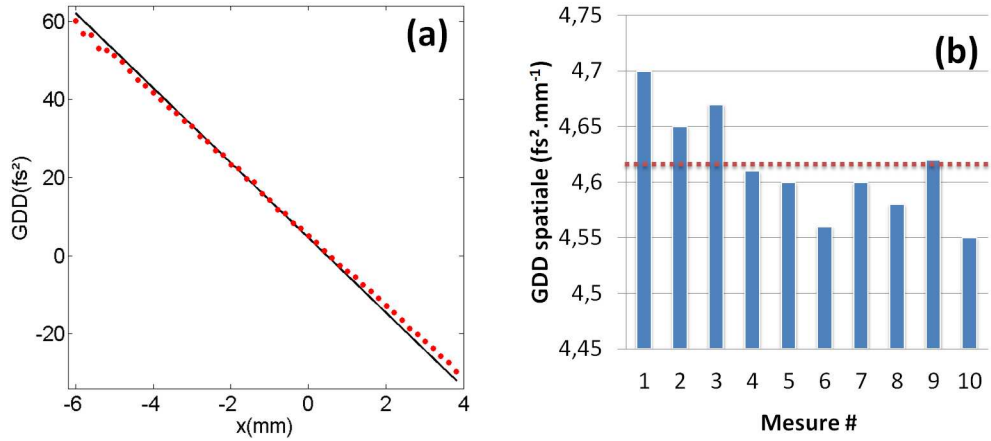


FIGURE 3.2 – **Dispersion radiale du délai de groupe générée par un prisme.** (a) Dispersion du délai de groupe en fonction de la position dans le faisceau mesurée (points rouges) et théorique (courbe noire). (b) Histogramme indiquant la valeur de la GDD spatiale pour 10 mesures et sa valeur moyenne (courbe pointillée rouge).

Sur la [Figure 3.2.\(a\)](#) est tracée la dispersion du délai de groupe en fonction de la position. Pour une mesure SEA TADPOLE effectuée sur 1 cm, on note une différence de GDD de $47 fs^2$, conduisant donc à : $\sigma_{exp} = 4,7 fs^2$. La valeur mesurée ici révèle un bon accord avec la théorie puisque l'erreur est inférieure à 5 %. En réalisant une série de 10 mesures identiques (cf. [Figure 3.2.\(b\)](#)), la dispersion du délai de groupe spatiale mesurée vaut :

$$\sigma_{exp} = 4,61 \pm 0,1 fs^2.mm^{-1} \quad (3.3)$$

A l'instar de la mesure du pulse front tilt effectuée dans la [section 3.1](#), on note encore l'excellente précision et la très bonne répétabilité de notre dispositif expérimental.

3.3 Pulse front tilt induit par un compresseur désaligné

Dans cette section, nous allons étudier le pulse front tilt induit par le désalignement du dernier réseau du compresseur de la chaîne laser LUCA. Ce dernier est composé de 2 réseaux et d'un jeu de deux miroirs (appelé équerre optique) qui permet à l'impulsion d'effectuer deux passages sur chaque réseau (cf. Figure 2.7 de la Partie I). L'alignement du compresseur intervient comme un point crucial dans le réglage d'une chaîne laser TW afin de recomprimer correctement l'impulsion et donc de minimiser sa durée. Un compresseur mal réglé conduira à une augmentation de la durée de l'impulsion au foyer et donc à une baisse de la puissance crête délivrée par la chaîne laser.

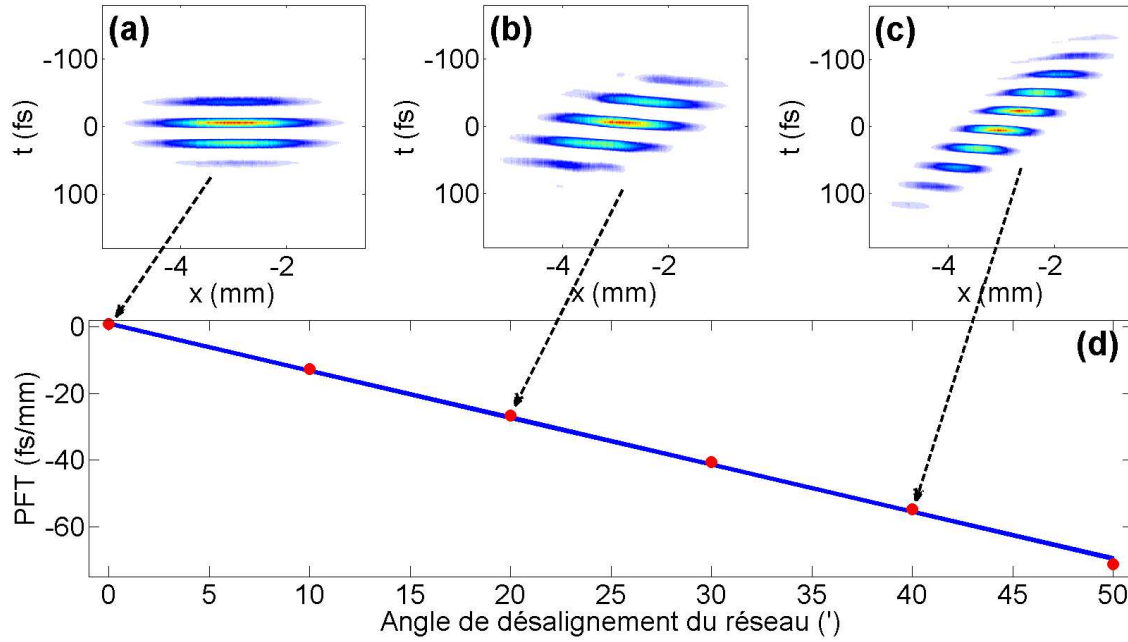


FIGURE 3.3 – **Pulse front tilt généré par le désalignement du dernier réseau du compresseur de la chaîne laser LUCA.** (a)-(c) Partie réelle du champ électromagnétique après désalignement du dernier réseau du compresseur de 0° (a), 20° (b) et 40° (c). (d) Evolution théorique (courbe bleue) et expérimentale (points rouges) du pulse front tilt en fonction de l'angle de désalignement.

Le faisceau arrivant sur le premier réseau du compresseur avec un angle de $65,8^\circ$ et ressortant avec un angle de $14,2^\circ$, et les réseaux utilisés étant gravés avec un pas de 1480 traits/mm, le pulse front tilt généré par notre compresseur en fonction de l'angle de désalignement peut se calculer à partir de l'Équation 2.10 de la Partie I : $\xi_{th} = -1,41 \text{ fs.mm}^{-1}.\text{min}^{-1}$. Afin de mesurer le pulse front tilt induit par le compresseur, nous avons effectué des mesures SEA TADPOLE pour différents angles de désalignement. Comme on peut le voir sur la partie réelle des champs électriques tracée sur la Figure 3.3.(a)-(c), plus le dernier réseau du compresseur est désaligné, plus le front d'impulsion est incliné par rapport au front d'onde. A nouveau, on note un très bon accord avec la théorie comme indiqué sur la Figure 3.3.(d). Plus précisément, on mesure ici un pulse front tilt valant : $\xi_{th} = -1,415 \text{ fs.mm}^{-1}.\text{min}^{-1}$ soit une erreur de moins de 0,5 % par rapport à la théorie.

Comme nous pouvons le voir au travers de cette mesure, le compresseur d'une chaîne laser doit être très précisément aligné, à la minute d'angle près, si l'on veut éviter de générer du

pulse front tilt, responsable d'une augmentation de la durée d'impulsion au foyer entraînant une diminution de la puissance crête délivrée par la chaîne laser au foyer. Étant donné l'excellente précision de notre dispositif, ce dernier semble être l'outil idéal pour vérifier l'alignement d'un compresseur préalablement réglé. Pouvoir mesurer le pulse front tilt généré par le compresseur peut également être très utile dans le cas de la génération d'impulsions attosecondes isolées via l'effet phare attoseconde. Cet effet étant maximisé (c'est-à-dire que les impulsions attosecondes sont mieux isolées) pour une certaine valeur de pulse front tilt, RED SEA TADPOLE peut être utilisé pour mesurer le pulse front tilt induit par le désalignement volontaire du compresseur et vérifier qu'il corresponde bien à la valeur optimale souhaitée.

3.4 Pulse front curvature induit par une lentille

Puisque dans l'extrême majorité de leurs applications, les lasers TW sont utilisés au foyer, nous allons étudier ici le pulse front curvature induit par une lentille convergente sur les impulsions lasers délivrées par LUCA. La lentille étudiée est fabriquée en BK-7 et présente une focale 250 mm. La mesure SEA TADPOLE ayant été réalisée à 110 mm en amont du plan focal de la lentille, le pulse front curvature généré peut se calculer à partir de l'Équation 2.11 de la Partie I : $\zeta_{th} = 1,33 \text{ fs.mm}^{-2}$.

Comme indiqué sur la Figure 3.4.(a), on effectue une mesure SEA TADPOLE du faisceau avant (Mesure 1) et après (Mesure 2) la lentille, ce qui permet de déterminer le pulse front curvature induit par la lentille elle-même (cf. Figure 3.4.(b)). On note clairement la présence de pulse front curvature puisque le front d'impulsion est plus courbé que le front d'onde. On mesure ici un pulse front curvature valant $\zeta_{exp} = 1,38 \text{ fs.mm}^{-2}$, cela démontre donc un bon accord avec la théorie puisque l'erreur est inférieure à 4 %. Afin de déterminer la reproductibilité de notre dispositif, nous avons répété la même mesure 10 fois (cf. Figure 3.4.(c)). Nous trouvons alors un pulse front curvature valant :

$$\zeta_{exp} = 1,36 \pm 0,04 \text{ fs.mm}^{-2} \quad (3.4)$$

3.5 Caractérisation spatio-temporelle de LUCA

Ayant établi la précision de notre implémentation de SEA TADPOLE, nous allons à présent réaliser une caractérisation spatio-temporelle de la chaîne LUCA. Sur la Figure 3.5.(a) sont tracés le front d'onde (courbe bleue) et le front d'impulsion (courbe rouge) mesurés qui mettent en lumière la présence d'un pulse front tilt de $\xi = 0,69 \text{ fs.mm}^{-1}$. L'existence de distorsions spatio-temporelles résiduelles sur le faisceau, alors même que la chaîne laser est supposée être parfaitement réglée, va entraîner une diminution de la puissance crête délivrée au foyer. En effet, comme nous pouvons le voir sur la Figure 3.5.(b), la tache focale du faisceau mesuré présente une légère dissymétrie. Pour comparer cette mesure au cas idéal d'un faisceau ne présentant pas de distorsions spatio-temporelles, nous avons tracé la région où l'intensité de ce faisceau parfait est égale à 10 % de l'intensité maximale (courbe rouge en pointillée). On remarque que cette région est plus petite que celle correspondante à la tache focale réellement mesurée, ce qui conduit à une baisse de 3,4 % de l'intensité maximale délivrée par la chaîne laser au foyer. Si cette valeur reste négligeable, il faut néanmoins rappeler qu'il s'agit ici des distorsions résiduelles d'une chaîne laser 1 TW, dont l'alignement et l'optimisation sont relativement simples à réaliser. En effet, des installations plus puissantes ($> 100 \text{ TW}$) délivrant des faisceaux de plus grand diamètre et plus large spectralement, sont susceptibles de présenter des distorsions plus importantes.

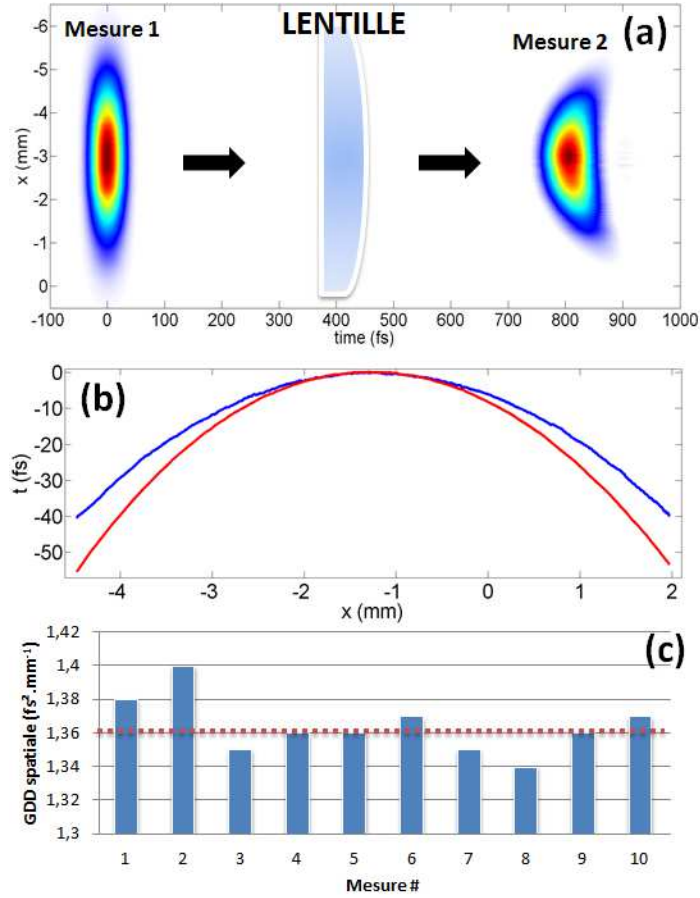


FIGURE 3.4 – **Pulse front curvature induit par une lentille.** (a) Profils spatio-temporels de l'intensité du laser LUCA avant (Mesure1) et après (Mesure 2) traversée de la lentille. (b) Front d'onde (courbe bleue) et front d'impulsion (courbe rouge) mesurés. (c) Histogramme indiquant la valeur du pulse front tilt pour 10 mesures et sa valeur moyenne (courbe pointillée rouge).

3.6 Conclusions, discussions et perspectives

SEA TADPOLE [52, 54, 66] est une technique de caractérisation spatio-temporelle dont le principe est de résoudre spectralement les franges spatiales dues aux interférences entre un point de référence du faisceau et tous les autres points du faisceau. Cette technique est relativement facile à mettre en œuvre car elle n'est composée que d'une platine de translation permettant de balayer une des fibres dans le faisceau, de fibres optiques et d'un spectromètre.

Dans cette partie, nous avons présenté une variante de SEA TADPOLE, une technique de caractérisation spatio-temporelle dont le principe est de résoudre spectralement les franges spatiales dues aux interférences entre un point de référence du faisceau et tous les autres points du faisceau. Ce dispositif, appelé RED SEA TADPOLE, est particulièrement adapté à la caractérisation spatio-temporelle d'impulsions délivrées par des chaînes lasers de haute-puissance puisque les mesures sont effectuées sur le faisceau collimaté afin d'éviter les problèmes rédhibitoires de mesures au foyer, tels que les fluctuations de pointé du laser. De plus, pour prendre en compte les fluctuations de phase induite par des variations thermiques et mécaniques au sein de la paire de fibres optiques, nous avons ajouté une source de lumière cohérente large bande au dispositif originel. Cela nous a permis de reconstruire correctement le front d'onde de l'impulsion

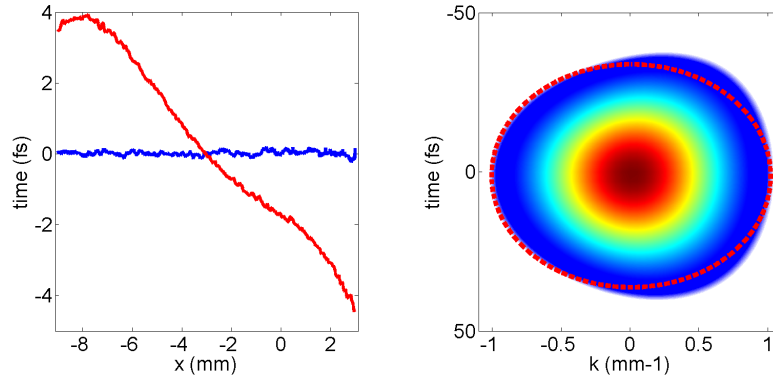


FIGURE 3.5 – Distorsions spatio-temporelles résiduelles mesurées sur LUCA. (a) Front d’onde (courbe bleue) et front d’impulsion (courbe rouge). (b) Profil spatio-temporel de l’intensité au foyer. La courbe rouge pointillé délimite la région pour laquelle l’intensité d’une impulsion parfaite est égale à 10 % de l’intensité maximale.

et donc d’être en mesure de réaliser la première caractérisation spatio-temporelle d’une chaîne laser 100 GW. Cette mesure a mis en lumière la présence de faibles distorsions résiduelles sur le laser LUCA, notamment du pulse front tilt, conduisant à une baisse d’environ 3 % de l’intensité maximale délivrée au foyer.

Malgré ces bons résultats, notre dispositif comporte un certain nombre de limitations dues à l’utilisation de fibres optiques. En effet, du fait de la taille de leurs cœurs ($5\ \mu\text{m}$), l’énergie collectée par les fibres est extrêmement faible puisque seulement un milliardième de l’énergie totale délivrée par la chaîne laser LUCA est envoyé vers la caméra. Dans certains cas, en particulier lorsque la source de référence est utilisée, l’énergie collectée par les fibres optiques n’est pas suffisante pour observer un signal sortant du bruit, ce qui a rendu nécessaire l’utilisation de fibres disposant de micro-lentilles. Enfin, nous avons dû faire face à un problème de changement de polarisation au sein des fibres. Plus précisément, si la polarisation à la sortie de la fibre 1 est différente de celle de la fibre 2, le contraste va considérablement diminuer, pouvant aller jusqu’à une disparition totale des franges. Ce problème de polarisation a été particulièrement notable lorsque nous avons réalisé une seconde version de RED SEA TADPOLE adaptée à la mesure de faisceaux d’une dizaine de centimètres puisqu’il n’a malheureusement pas été possible d’effectuer des mesures avec ce dispositif, comme une caractérisation de la chaîne UHI 100.

Enfin, le temps nécessaire pour effectuer une caractérisation spatio-temporelle à deux dimensions est relativement important puisqu’il est nécessaire de balayer une des fibres dans les deux dimensions transverses (x et y). D’ailleurs, on remarque que sur les interférogrammes obtenus (cf. Figure 1.3.(a)), il n’y a aucune information contenue sur l’axe verticale (R) de la caméra. De ce fait, on n’utilise pas les deux dimensions disponibles sur notre capteur pour stocker l’information. Il est alors nécessaire de balayer les deux dimensions de l’espace alors qu’en théorie, une mesure 1D pourrait s’avérer suffisante si les deux dimensions de la caméra étaient judicieusement utilisées.

Troisième partie

Développement de TERMITES, une méthode de caractérisation spatio-temporelle adaptée aux chaînes lasers ultra-brèves de haute-puissances

Chapitre 1

Principes et dispositif expérimental

Sommaire

1.1	Introduction	75
1.2	Dispositif expérimental et analyse mathématique	77
1.3	Analyse qualitative des interférogrammes	79
1.4	Traitement des données	82

Les objectifs de ce chapitre sont :

1. d'introduire un nouveau dispositif de caractérisation spatio-temporelle d'impulsions lasers femtosecondes n'ayant pas les limitations de SEA TADPOLE.
2. de détailler le principe de fonctionnement et l'analyse mathématique de cette technique, ainsi que le traitement permettant de reconstruire le profil spatio-temporel du faisceau laser étudié.
3. d'effectuer une analyse qualitative des interférogrammes obtenus avec cette technique pour essayer d'identifier la présence de distorsions.

1.1 Introduction

Dans cette partie, l'objectif est de développer un nouvel instrument de mesure n'ayant pas les limitations de SEA TADPOLE détaillées en [section 3.6](#). En particulier, ce nouveau dispositif ne devrait pas utiliser de fibres optiques. De plus, pour reconstruire le faisceau dans les trois dimensions (x , y et t), cette technique ne devrait nécessiter un scan que dans une seule dimension, et non deux comme c'était le cas avec SEA TADPOLE. Contrairement à SEA TADPOLE où l'on fait interférer deux points du faisceau entre eux, l'idée ici est plutôt de générer des interférences entre une partie du faisceau et l'intégralité du faisceau. On obtiendrait alors des franges spatiales selon les deux dimensions transverses du faisceau. Pour une caractérisation spatio-temporelle du faisceau laser, il suffirait alors de n'effectuer qu'un scan en fonction du temps.

En pratique, il est possible de faire interférer l'intégralité du faisceau avec lui-même à l'aide, par exemple, d'un interféromètre de Michelson ou d'un interféromètre de Mach-Zehnder. Ces interféromètres ont d'ailleurs déjà été utilisés par le passé pour mesurer des distorsions spatio-temporelles. En effet, dès 1989, Z. Bor proposait une configuration particulière de l'interféromètre de Michelson [71] permettant de mesurer les distorsions spatio-temporelles induites par des éléments optiques placés dans un des deux bras de l'interféromètre. Comme on peut le voir sur la

Figure 1.1.(a). Dans le cas d'une caractérisation d'une lentille convergente par exemple, un télescope afocal composé de deux lentilles identiques est placé dans un des bras de l'interféromètre. De cette façon, l'impulsion traverse quatre fois la lentille à caractériser. De manière analogue, il est possible d'étudier un télescope où l'on mesure deux fois les distorsions induites par le télescope. En plaçant un film photographique et en enregistrant une série d'interférogrammes pour quelques délais entre les deux bras de l'interféromètre, il est alors possible d'identifier qualitativement les couplages spatio-temporels induits par l'élément optique étudié tels que du pulse front tilt ou du pulse front curvature. D'autres techniques ont également été proposées [72, 73] pour mesurer les distorsions spatio-temporelles produites par des systèmes optiques (objectifs de microscope, lentille asphérique, miroir parabolique...). Cependant, ces implémentations de l'interféromètre de Michelson ou de Mach-Zehnder ne permettent pas de caractériser spatio-temporellement le faisceau laser incident. En effet, lorsqu'aucune optique n'est placée dans un des bras de ces interféromètres, il s'agit d'un interféromètre de Michelson classique où deux répliques de l'impulsion interfèrent entre elles. Dans ce cas, la différence de phase mesurée entre ces deux impulsions est nulle et la phase de l'impulsion laser que l'on souhaite caractériser ne peut être mesurée.

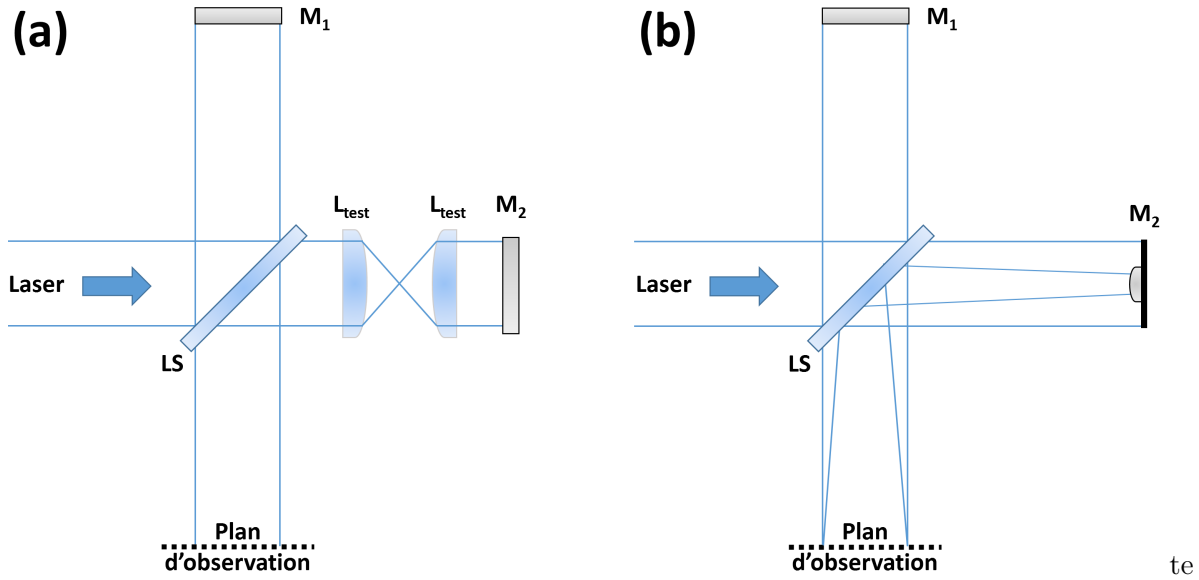


FIGURE 1.1 – Caractérisation spatio-temporelle via l'interféromètre de Michelson. (a) Implémentation de l'interféromètre de Michelson pour déterminer les distorsions induites par une lentille convergente L_{test} . (b) Schéma de principe de la technique TERMITES permettant de caractériser spatio-temporellement des impulsions laser ultra-brèves.

Dans ce chapitre, nous proposons une nouvelle technique basée sur l'utilisation d'un interféromètre de type Michelson qui permet de caractériser spatio-temporellement des impulsions laser femtosecondes. Nous avons appelé cette technique TERMITEs pour Total E-field Reconstruction from a Michelson Interferometer Temporal Scan. Un schéma de principe de la méthode est présenté sur la Figure 1.1.(b). Il s'agit d'un interféromètre de Michelson dont un des miroirs plan a été remplacé par un miroir convexe. De cette façon, au niveau du plan d'observation, un faisceau issu d'une petite partie du faisceau incident se superpose avec l'intégralité du faisceau laser à caractériser. Si la zone du faisceau initial est suffisamment petite pour que les propriétés spectrales ne varient pas, on peut alors obtenir une caractérisation spatio-temporelle du faisceau laser. Dans la section 1.2, nous allons présenter plus en détail le dispositif expérimental de

TERMITES ainsi qu'une analyse mathématique de la technique.

1.2 Dispositif expérimental et analyse mathématique

Dispositif expérimental

Dans cette section, nous allons étudier le dispositif expérimental de TERMITES représenté sur la [Figure 1.2](#). La spécificité de cette technique est d'utiliser un miroir sphérique convexe sur lequel se réfléchit une des deux répliques du faisceau initial obtenue au moyen d'une lame séparatrice (LS). Le faisceau divergeant (tracé en bleu sur la [Figure 1.2](#)) obtenu après réflexion sur le miroir sphérique est appelé faisceau de référence car il va nous servir de référence pour la caractérisation spatio-temporelle. L'autre bras de l'interféromètre contient une optique plane sur laquelle se réfléchit le faisceau laser à caractériser, appelé pour cette raison faisceau inconnu (représenté en rouge sur la [Figure 1.2](#)). En sortie de l'interféromètre, la lame séparatrice recombine le faisceau inconnu et le faisceau de référence de façon à ce qu'ils interfèrent spatialement. En plaçant un écran suffisamment loin de l'interféromètre, le faisceau de référence se superposant avec le faisceau inconnu n'est alors issu que d'une petite partie du faisceau initial, appelée région de référence (cf. [Figure 1.2](#)). Finalement, un motif d'interférence spatial à deux dimensions, similaire à celui de la [Figure 1.2](#), est obtenu sur l'écran puis enregistré par une caméra. La technique consiste ensuite à mesurer cet interférogramme en faisant varier le retard, τ , entre les deux bras de l'interféromètre, ce retard étant ajustable à l'aide d'une platine de translation piézo-électrique permettant de déplacer l'optique plane dans la dimension longitudinale.

Comme nous le détaillerons dans la suite de cette section, l'évolution du signal en fonction du délai, τ , en un point (x, y) de l'interférogramme fournit directement la fonction de corrélation croisée entre le champ en ce point (x, y) du faisceau, et le champ au point de référence (x_0, y_0) . Dans le [chapitre 2](#), nous reviendrons plus en détail sur l'implémentation de notre dispositif, en particulier son dimensionnement et les propriétés des différents éléments utilisés (miroir sphérique, caméra...).

Analyse mathématique

A l'aide de TERMITES, nous mesurons, pour différents retards τ , une série d'interférogrammes résultants d'une somme cohérente entre le champ du laser à caractériser, $E(x, y, t)$, et le champ du faisceau de référence, $E_{ref}(x, y, t)$, où x et y sont les coordonnées dans le plan d'observation. En pratique, puisque la caméra acquiert une quantité de lumière incidente pendant un temps donné, le signal mesuré correspond au module au carré de cette somme cohérente intégrée dans le temps :

$$S(x, y, \tau) = \int |E_{tot}(x, y, t)|^2 dt = \int |E(x, y, t - \tau) + E_{ref}(x, y, t)|^2 dt \quad (1.1)$$

On peut décomposer l'Équation 1.1 pour faire apparaître un terme correspondant à la somme incohérente du faisceau inconnu et du faisceau de référence et un terme dû à l'interférence entre ces deux faisceaux :

$$S(x, y, \tau) = \overbrace{I_{inc}(x, y) + I_{ref}(x, y)}^{\text{Somme incohérente}} + \overbrace{J(x, y, \tau) + J^*(x, y, \tau)}^{\text{Terme d'interférence}} \quad (1.2)$$

Où I_{inc} et I_{ref} sont respectivement les intensités obtenues avec le faisceau inconnu seul et le faisceau de référence seul. L'Équation 1.2 fait également apparaître la fonction de corrélation

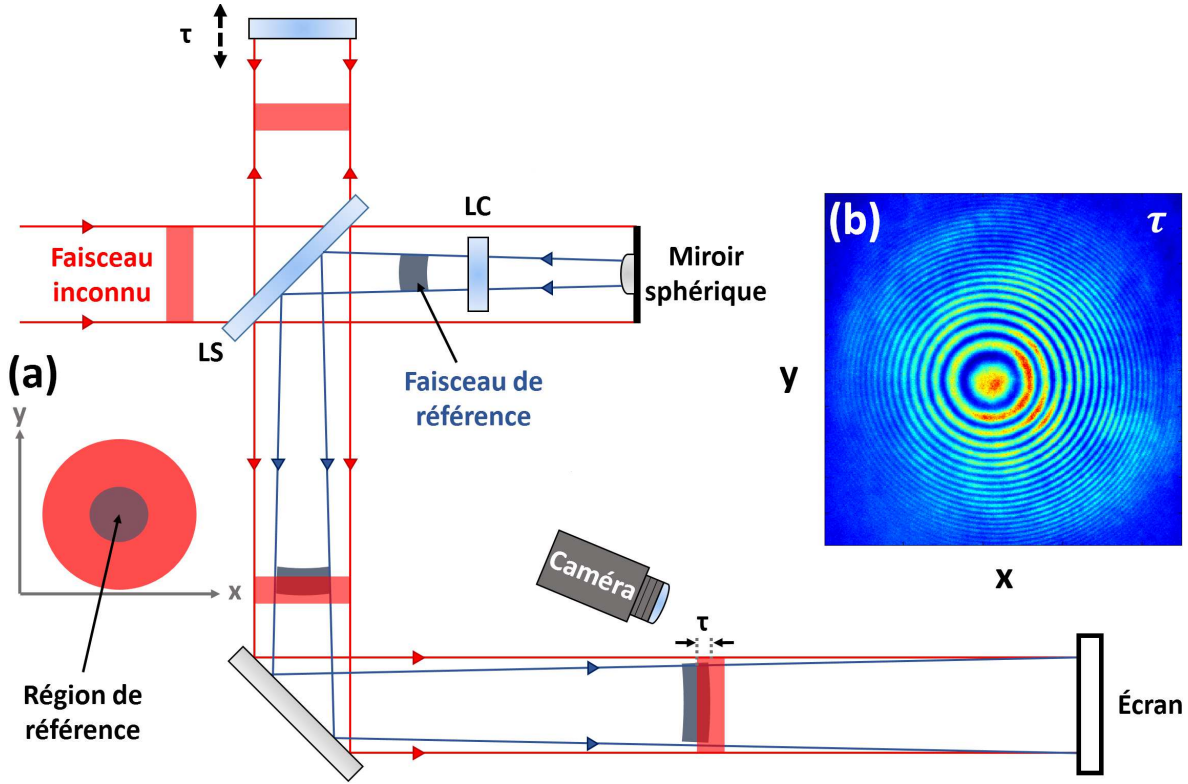


FIGURE 1.2 – **Dispositif expérimental de TERMITES**. LC : lame compensatrice. LS : lame séparatrice. Il s'agit d'un interféromètre de Michelson dont un des miroirs plans a été substitué par un miroir convexe. En plaçant un écran suffisamment loin de l'interféromètre, on observe une figure d'interférence (b) entre l'impulsion à caractériser et une impulsion de référence obtenue à l'aide du miroir convexe. Cette impulsion de référence n'est alors issue que d'une petite partie de l'impulsion laser à caractériser, appelée région de référence (a).

croisée $J(x, y, \tau)$ entre le champ de référence E_{ref}^* et le champ inconnu E , où $J(x, y, \tau)$ est donnée par l'Équation 1.3 :

$$J(x, y, \tau) = \int E_{ref}^*(x, y, t) E(x, y, t - \tau) dt = E_{ref}^*(x, y, t) \star E(x, y, t) \quad (1.3)$$

On peut utiliser la décomposition du champ électrique en enveloppe complexe et porteuse :

$$E(x, y, t) = \overbrace{A(x, y, t) e^{i\varphi(x, y, t)}}^{\text{Enveloppe}} \overbrace{e^{i\omega_0 t}}^{\text{Porteuse}} = \hat{E}(x, y, t) e^{i\omega_0 t} \quad (1.4)$$

Pour obtenir :

$$J(x, y, \tau) = e^{-i\omega_0 \tau} \hat{E}_{ref}^*(x, y, t) \star \hat{E}(x, y, t) \quad (1.5)$$

La fréquence de la porteuse, ω_0 , correspond ici à la fréquence centrale du laser. A partir de cette fonction de corrélation croisée, il est possible de déterminer la différence de phase et l'amplitude spatio-spectral du laser étudié à l'aide des opérations détaillées dans la section 1.4. Cependant, comme nous allons le voir dans la section 1.3, une simple analyse qualitative des interférogrammes spatiaux mesurés avec TERMITES à quelques délais peut permettre d'identifier la présence de couplages spatio-temporels tels le pulse front tilt ou la dispersion radiale du délai de groupe.

1.3 Analyse qualitative des interférogammes

Dans cette section, nous verrons dans un premier temps qu'en analysant les interférogammes spatiaux, il est possible d'identifier la courbure du faisceau de référence et des distorsions spatio-temporelles présentes sur le faisceau inconnu. Puis, dans un deuxième temps, nous verrons l'influence des différents termes de la phase spectrale sur les interférogammes temporels.

Courbure du faisceau de référence

Dans TERMITES, un miroir sphérique est placé dans un des bras de l'interféromètre afin de générer un faisceau de référence qui diverge alors et présente donc un front d'onde et un front d'impulsion courbés. Le faisceau laser à caractériser étant collimaté, il existe donc une différence de courbure qui induit un retard entre les deux impulsions qui interfèrent. Comme nous pouvons nous en rendre compte sur la [Figure 1.3.\(a\)](#), ce retard, $\tau_r(x, y)$, dépend de la position. Le contraste des franges diminuant lorsque le retard entre les deux impulsions augmentent, l'existence de ce délai radial, $\tau_r(x, y)$, fait que les franges d'interférence ne seront observables que sur la zone où les deux faisceaux se superposent temporellement. Sur la [Figure 1.3.\(a\)](#) par exemple, les deux faisceaux ne se superposent qu'au centre de la figure, ce qui ne génère des franges d'interférence (cf. [Figure 1.3.\(b\)](#)) qu'à cet endroit. Pour reconstruire le profil spatio-temporel de l'ensemble du faisceau laser, il est alors nécessaire de faire varier le délai τ entre les deux bras de l'interféromètre de façon à ce que la région où sont localisées les franges balaye l'ensemble du faisceau inconnu comme nous pouvons le voir sur la [Figure 1.3.\(c\)-\(f\)](#).

Couplages spatio-temporels

Dans ce paragraphe, nous allons étudier l'effet, sur les interférogammes spatiaux, de différents couplages spatio-temporels du faisceau inconnu tels que le pulse front tilt ou la dispersion radiale du délai de groupe. En présence de pulse front tilt, le faisceau laser est incliné par rapport au faisceau de référence. Du fait de cette inclinaison entre les deux faisceaux, les franges ne sont visibles qu'au centre du faisceau dans la dimension x où le pulse front tilt a été introduit, comme nous pouvons le voir sur la [Figure 1.4.\(c\)-\(d\)](#). Le délai entre les faisceaux inconnu et de référence variant selon x , le contraste des franges diminue jusqu'à ce que les franges ne soient plus du tout visibles en bord de faisceau. A partir d'un simple interférogramme spatial, il est ainsi possible en principe de repérer qualitativement la présence de pulse front tilt sur le faisceau.

Après avoir étudié le pulse front tilt, intéressons nous à l'effet de la dispersion radiale du délai de groupe sur un interférogramme spatial. Dans l'exemple présenté sur la [Figure 1.4.\(e\)-\(f\)](#), la GDD augmente au fur et à mesure que l'on s'éloigne du centre. Cela signifie donc que plus l'on se rapproche des bords du faisceau, plus les différentes fréquences de l'impulsion sont séparées temporellement et plus la durée d'impulsion est grande. En pratique, cette dispersion radiale du délai de groupe va réduire le contraste des franges d'interférence comme nous pouvons nous en rendre compte en comparant la [Figure 1.4.\(f\)](#) à la [Figure 1.4.\(b\)](#). Cette baisse de contraste s'explique par le fait que seules certaines fréquences du faisceau inconnu interfèrent avec le faisceau de référence, les autres fréquences ayant un retard trop important pour pouvoir interférer.

Termes de phase spectrale

A l'issue d'une caractérisation TERMITES, on obtient une matrice à trois dimensions, $S(x, y, \tau)$ dont une coupe temporelle à une position (x, y) permet d'évaluer de façon qualitative les différents termes de la différence de la différence de phase spectrale $\Delta\varphi$ entre l'impulsion

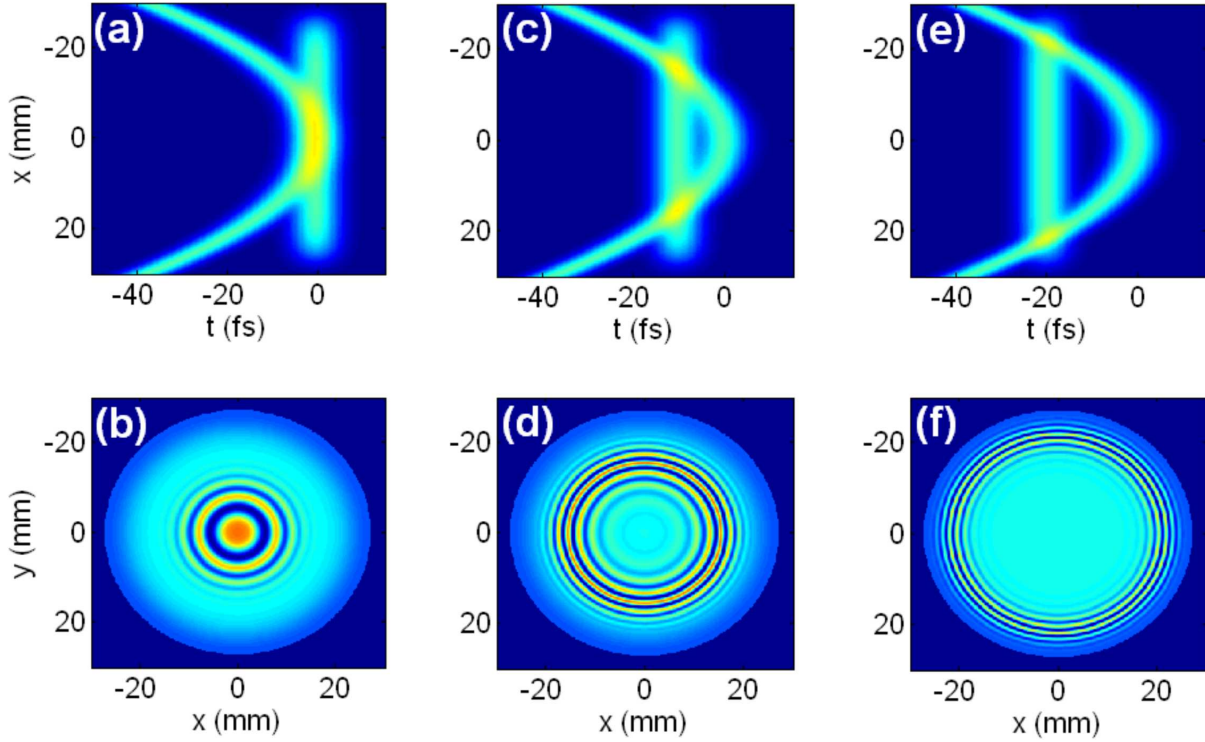


FIGURE 1.3 – **Effet de la courbure du faisceau de référence sur le profil des interférogrammes spatiaux obtenus.** Les interférogrammes ont été simulés pour un faisceau de 5 cm de diamètre présentant un profil gaussien centré à 800 nm et ayant une largeur à mi-hauteur de 100 nm. Le plan d’observation est situé à 40 m du miroir divergeant. Ces paramètres de simulation ont été choisis afin de rendre bien visibles les effets observés. Sur la première ligne sont tracés les profils spatio-temporels de l’intensité du faisceau inconnu (faisceau plan) et du faisceau de référence (faisceau courbé) pour différents retards τ entre les deux bras de l’interféromètre. Sur la deuxième ligne sont tracés les trois interférogrammes spatiaux correspondant à ces délais. (a)-(b) $\tau = 0$ fs. (c)-(d) $\tau = 16,7$ fs. (e)-(f) $\tau = 33,3$ fs.

inconnue et l’impulsion de référence (phase absolue, délai de groupe, GDD...). La phase absolue, $\varphi^{(0)}$, c’est-à-dire le premier terme du développement limité de la différence de phase spectrale $\Delta\varphi$, correspond à la position de la porteuse au sein de l’enveloppe à l’image de la CEP. En comparant la Figure 1.5.(b) ($\varphi^{(0)} = \pi$) à la Figure 1.5.(a) ($\varphi^{(0)} = 0$), on remarque qu’un changement de phase absolue induit un déplacement de la porteuse au sein de l’enveloppe. Le délai de groupe, $\varphi^{(1)}$, correspond pour sa part à la position temporelle (ou au retard) de l’interférogramme. Lorsque l’on compare la Figure 1.5.(c) ($\varphi^{(1)} = 15$ fs) à la Figure 1.5.(a) ($\varphi^{(1)} = 0$ fs), on note qu’une variation du délai de groupe génère un déplacement temporel $\delta\tau$ de l’interférogramme (vers la droite sur la Figure 1.5.(c)).

Enfin, la dispersion du délai de groupe a pour effet d’élargir l’interférogramme temporel. En présence d’une GGD non nulle, les différentes fréquences de l’impulsion sont temporellement séparées. Dans le cas d’une dispersion de délai de groupe positif (cf. Figure 1.5.(d)), cela signifie que les basses fréquences (BF) du spectre du faisceau inconnu arrivent avant ses hautes fréquences (HF). Du fait de cette séparation temporelle des fréquences, seule une partie du spectre contribue aux interférences, cette partie du spectre variant en fonction du retard τ imposé entre les deux bras de l’interféromètre. Sur la Figure 1.5.(d), on remarque ainsi que la période des oscillations de

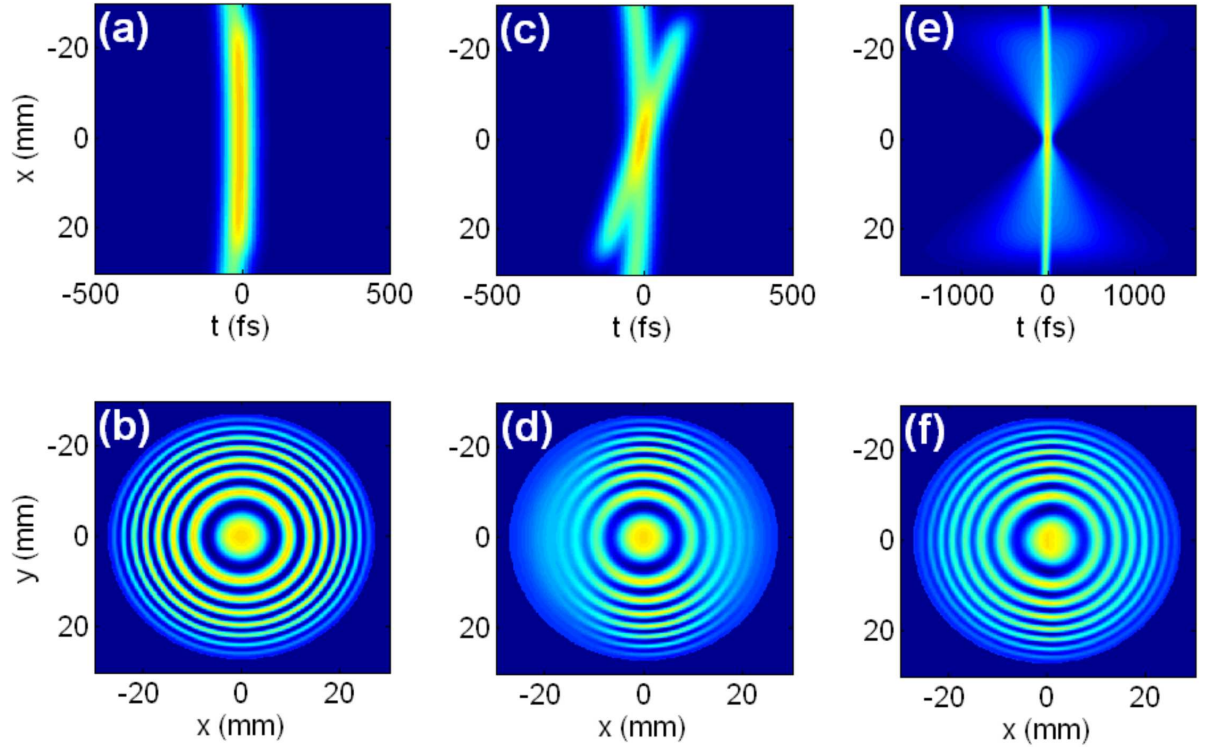


FIGURE 1.4 – **Influence de distorsions spatio-temporelles sur les interférogammes spatiaux** . Les interférogammes ont été simulés pour un faisceau de 5 cm de diamètre présentant un profil gaussien centré à 800 nm et ayant une largeur à mi-hauteur de 25 nm. Le plan d'observation est situé à 60 m du miroir divergeant. Ces paramètres de simulation ont été choisis afin de rendre bien visibles les effets observés. Sur la première ligne sont tracés les profils spatio-temporels de l'intensité du faisceau inconnu (faisceau plan) et du faisceau de référence (faisceau courbé) en présence de différents couplages spatio-temporels. Sur la deuxième ligne sont tracés trois interférogammes spatiaux obtenus en présence de ces distorsions. (a)-(b) Pas de couplage. (c)-(d) Pulse front tilt de 5 fs.mm^{-1} . (e)-(f) Dispersion radiale du délai de groupe de $500 \text{ fs}^2.\text{mm}^{-1}$.

l'interférogramme change en fonction de τ . Les basses fréquences (courte période) interfèrent alors dans un premier temps, puis les hautes fréquences (grande période). De plus, comme il en a été fait mention dans le paragraphe précédent, la présence de dispersion du délai de groupe induit une baisse de contraste comme nous pouvons nous en rendre compte en comparant la Figure 1.5.(d) à la Figure 1.5.(a).

A travers l'analyse des interférogammes spatiaux, nous avons montré qu'il était possible d'analyser qualitativement la forme des impulsions ainsi que la présence de distorsions spatio-temporelles telles que le pulse front tilt ou la dispersion radiale du délai de groupe. En outre, une analyse des interférogammes temporels permet d'estimer certains termes de la phase spectrale comme la phase absolue, le délai de groupe ou la GDD. Afin d'obtenir une reconstruction de l'amplitude et de la phase spatio-spectrale, nous présentons, dans la [section 1.4](#), le traitement à appliquer aux interférogammes spatiaux collectés durant une mesure TERMITES.

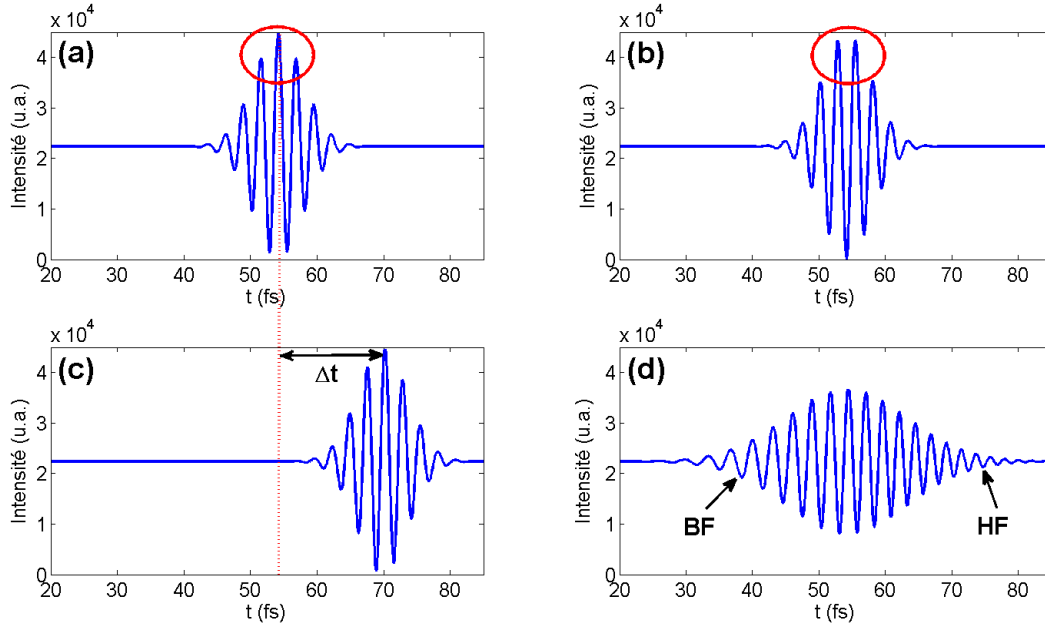


FIGURE 1.5 – **Analyse de différents interférogrammes temporels.** Les interférogrammes temporels ont été simulés sur une plage de 100 fs avec un échantillonnage de 0,3 fs. Le faisceau utilisé pour la simulation présente un profil gaussien centré à 800 nm ayant une largeur à mi-hauteur de 200 nm. Ces paramètres de simulation ont été choisis afin de bien faire apparaître les différents effets étudiés. Les interférogrammes tracés sur la figure correspondent à (a) Phase spectrale nulle. (b) $\varphi^{(0)} = \pi$. (c) $\varphi^{(1)} = 15 \text{ fs}$. (d) $\varphi^{(2)} = 50 \text{ fs}^2$. BF : basses fréquences, HF : hautes fréquences.

1.4 Traitement des données

À l'issue d'une caractérisation TERMITES, on a accès à une matrice $S(x, y, \tau)$ contenant les interférogrammes spatiaux enregistrés à différents délais τ lors de la mesure (cf. Figure 1.6.(a)). Une coupe temporelle de cette matrice à une position (x, y) donnée correspond à un interférogramme temporel, tracé sur la Figure 1.6.(b). Afin d'isoler le terme de corrélation croisée $J(x, y, \tau)$ contenant les informations spatio-temporelles sur le faisceau laser à caractériser, on effectue une transformée de Fourier selon l'axe τ de l'interférogramme temporel :

$$\tilde{S}(x, y, \omega) = \left(\tilde{I}_{inc}(x, y) + \tilde{I}_{ref}(x, y) \right) \otimes \delta(\omega = 0) + \tilde{J}(x, y, \omega) + \tilde{J}^*(x, y, -\omega) \quad (1.6)$$

Ici, les deux derniers termes de l'Équation 1.6 laissent apparaître les transformées de Fourier de la fonction de corrélation croisée J et de son conjugué J^* . En appliquant le théorème de corrélation croisée à la fonction $\tilde{J}(x, y, \omega)$, cette dernière se décompose en un produit du champ du faisceau inconnu et du conjugué du champ du faisceau de référence, convolué à une fonction Dirac centrée à la fréquence de la porteuse ω_0 :

$$\begin{aligned} \tilde{J}(x, y, \omega) &= \left[\tilde{E}_{ref}^* \times \tilde{E} \right] (x, y, \omega) \otimes \delta(\omega - \omega_0) \\ &= A_{ref}(x, y, \omega) A(x, y, \omega) e^{i\delta\varphi(x, y, \omega)} \otimes \delta(\omega - \omega_0) \\ &= \tilde{s}(x, y, \omega) \otimes \delta(\omega - \omega_0) \end{aligned} \quad (1.7)$$

Où $A(x, y, \omega)$ et $A_{ref}(x, y, \omega)$ sont respectivement les amplitudes spatio-spectrales des faisceaux inconnus et de référence. $\delta\varphi(x, y, \omega)$ est la différence de phase spatio-spectrale entre la phase du champ inconnu φ et la phase du champ de référence φ_{ref} :

$$\delta\varphi(x, y, \omega) = \varphi(x, y, \omega) - \varphi_{ref}(x, y, \omega) \quad (1.8)$$

En injectant l'Équation 1.7 dans l'Équation 1.6, il vient :

$$\begin{aligned} \tilde{S}(x, y, \omega) = & \overbrace{\left(\tilde{I}_{inc}(x, y) + \tilde{I}_{ref}(x, y) \right) \otimes \delta(0)}^{\text{Terme central (pic en } \omega = 0)} + \overbrace{A_{ref}(x, y, \omega) A(x, y, \omega) e^{i\delta\varphi(x, y, \omega)} \otimes \delta(\omega - \omega_0)}^{\text{Terme périphérique 1 (pic en } \omega = \omega_0)} \\ & \underbrace{A_{ref}(x, y, \omega) A(x, y, \omega) e^{-i\delta\varphi(x, y, \omega)} \otimes \delta(\omega + \omega_0)}_{\text{Terme périphérique 2 (pic en } \omega = -\omega_0)} \end{aligned} \quad (1.9)$$

Les trois termes de l'Équation 1.9 correspondent aux trois pics de la transformée de Fourier de l'interférogramme temporel visibles sur la Figure 1.6.(c). Le terme central, résultant de la transformée de Fourier de la somme incohérente des faisceaux, est localisé dans le pic central. Symétriquement autour de ce pic central, se trouvent deux pics périphériques localisés en ω_0 et $-\omega_0$. Dans chacun de ces pics est située la fonction complexe $\tilde{s}(x, y, \omega)$ contenant l'amplitude et la phase spectrale du faisceau laser étudié à la position (x, y) :

$$\tilde{s}(x, y, \omega) = A_{ref}(x, y, \omega) A(x, y, \omega) e^{-i\delta\varphi(x, y, \omega)} \quad (1.10)$$

En filtrant le pic centré autour de la fréquence centrale du laser ω_0 , on a donc accès à cette fonction $\tilde{s}(x, y, \omega)$. A l'instar de SEA TADPOLE, il est alors possible de déterminer le produit des amplitudes spatio-spectrales, $A_{ref}(x, y, \omega) A(x, y, \omega)$, et la différence de phase spatio-spectrale, $\delta\varphi(x, y, \omega)$, entre la phase du laser et la phase de la référence. Ces termes d'amplitude et de phase sont tracés sur la Figure 1.6.(d).

Pour poursuivre le traitement et avoir accès à la phase et à l'amplitude spatio-spectrales du laser à caractériser, nous supposons que la source de référence est issue d'une région du faisceau inconnu, centrée en (x_0, y_0) , suffisamment petite pour que l'amplitude du faisceau de référence ne dépende pas des coordonnées transverses x et y du faisceau :

$$A_{ref}(x, y, \omega) = A(x_0, y_0, \omega) \quad (1.11)$$

Toujours sous cette hypothèse, la phase du faisceau de référence, dans un plan d'observation z est celle d'un faisceau divergent ne contenant aucun couplage spatio-temporel. Par conséquent, cette phase peut se décomposer comme la somme entre un terme égal à la phase spectrale du faisceau inconnu en (x_0, y_0) et un terme dû à la courbure du faisceau :

$$\varphi_{ref}(x, y, \omega) = \varphi(x_0, y_0, \omega) + \omega \tau_r(x, y) \quad (1.12)$$

Où $\tau_r(x, y)$ correspond au retard induit par la courbure du faisceau de référence. Il s'agit d'un délai radial qui peut s'exprimer en fonction du rayon de courbure, $R(x, y)$, du faisceau divergent :

$$\tau_r(x, y) = \frac{R(x, y) - R(x_0, y_0)}{c} \quad (1.13)$$

Où $R(x, y)$ à la distance entre le point source qui constitue la référence et le point du plan de coordonnée (x, y) sur lequel on observe la figure d'interférence (cf. Figure 1.2). Comme nous

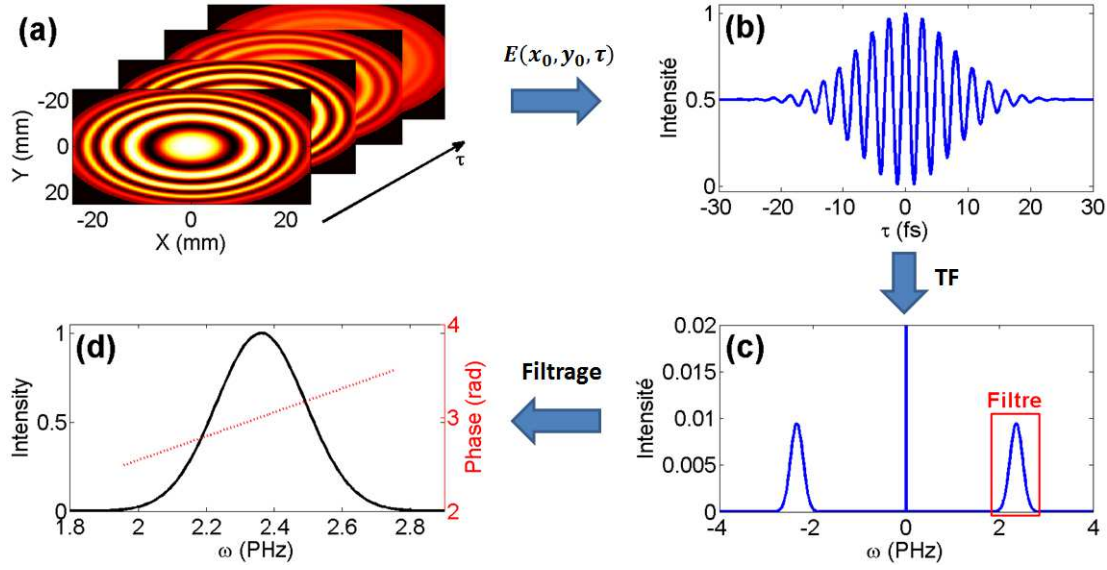


FIGURE 1.6 – **Traitement des données.** (a) Série d'interférogrammes spatiaux obtenus en fonction du retard, τ , entre les deux bras de l'interféromètre. (b) Interférogramme temporel correspondant à l'évolution temporelle de l'intensité mesurée en un point (x, y) . (c) Transformée de Fourier de l'interférogramme temporel. (d) Amplitude et phase spectrales de la fonction $\tilde{s}(x, y, \omega)$ contenue dans un des pics latéraux de la transformée de Fourier.

pouvons le voir sur la Figure 2.4, le rayon de courbure dépend de la distance d'observation L , entre le miroir convexe et l'écran, de la distance focale f' de ce miroir et de la distance r entre le centre (x_0, y_0) de l'écran et le point (x, y) :

$$R(x, y) = \sqrt{(L + f)^2 + (x - x_0)^2 + (y - y_0)^2} = \sqrt{(L + f)^2 + r^2} \quad (1.14)$$

En injectant l'Équation 1.11 et l'Équation 1.12 dans l'Équation 1.15, la fonction complexe $\tilde{s}(x, y, \omega)$ peut s'écrire :

$$\tilde{s}(x, y, \omega) = A(x_0, y_0, \omega) A(x, y, \omega) e^{i[\varphi(x, y, \omega) - \varphi(x_0, y_0, \omega)]} e^{-i\frac{\omega}{c} R(x, y)} \quad (1.15)$$

L'Équation 1.15 fait apparaître la différence de phase spectrale entre deux points du faisceau laser à caractériser, identique à celle mesurée avec SEA TADPOLE :

$$\Delta\varphi(x, y, \omega) = \varphi(x, y, \omega) - \varphi(x_0, y_0, \omega) \quad (1.16)$$

A partir de cette différence de phase, il est possible de déterminer un certain nombre de propriétés de l'impulsion laser telles que son front d'onde, $\phi(x, y)$, son front d'impulsion, $\psi(x, y)$, et sa GDD en fonction de l'espace, $\sigma(x, y)$, simplement en effectuant un développement limité de $\Delta\varphi$ autour de la pulsation centrale du laser (cf. Équation 1.16 de la Partie I) :

$$\Delta\varphi(x, y, \omega) = t_\varphi(x, y) \times \omega_0 + t_g(x, y) \times (\omega - \omega_0) + \varphi_0^{(2)}(x, y) \times \frac{(\omega - \omega_0)^2}{2} + \dots \quad (1.17)$$

Pour avoir accès à cette différence de phase, il suffit de déterminer le rayon de courbure $R(x, y)$ en mesurant la distance d'observation, L , et la distance focale, f , du miroir convexe :

$$\Delta\varphi(x, y, \omega) = \delta\varphi(x, y, \omega) + \frac{\omega}{c} R(x, y) \quad (1.18)$$

En pratique, la distance d'observation L étant relativement difficile à déterminer avec précision, nous utilisons une autre solution pour déterminer la différence de phase spatio-spectrale. Le principe de cette technique est de supprimer tous les termes de courbure présent dans le développement limité de la phase $\delta\varphi(x, y, \omega)$. En utilisant l'Équation 1.18, ce développement limité peut s'écrire :

$$\delta\varphi(x, y, \omega) = \left[t_\varphi(x, y) - \frac{R(x, y)}{c} \right] \omega_0 + \left[t_g(x, y) - \frac{R(x, y)}{c} \right] (\omega - \omega_0) + \varphi_0^{(2)}(x, y) \frac{(\omega - \omega_0)^2}{2} + \dots \quad (1.19)$$

où $\phi(x, y)$, $\psi(x, y)$, $\sigma(x, y)$ ont été introduits dans l'Équation 1.17, et sont respectivement le front d'onde, le front d'impulsion et la GDD spatiale de la différence de phase $\Delta\varphi(x, y, \omega)$ que l'on souhaite déterminer. Pour supprimer les termes de courbure $R(x, y)/c$ présents dans l'Équation 1.19, nous allons l'exprimer en fonction de $\delta\varphi(x, y, \omega)$. En effet, en prenant l'Équation 1.19 en $\omega = \omega_0$, on peut écrire :

$$\frac{R(x, y)}{c} = \phi(x, y) - \frac{\delta\varphi(x, y, \omega_0)}{\omega_0} \quad (1.20)$$

En injectant l'Équation 1.20 dans l'Équation 1.19, on peut alors supprimer le terme de courbure :

$$\delta\varphi(x, y, \omega) + \frac{\omega}{\omega_0} \delta\varphi(x, y, \omega_0) = 0 \times \omega_0 + [t_\varphi(x, y) - t_g(x, y)] (\omega - \omega_0) + \varphi_0^{(2)}(x, y) \frac{(\omega - \omega_0)^2}{2} + \dots \quad (1.21)$$

On remarque que la phase reconstruite dans l'Équation 1.21 contient l'ensemble des termes de la différence de phase spatio-spectrale $\Delta\varphi(x, y, \omega)$ défini dans l'Équation 1.17. La seule différence entre ces deux phases réside dans les deux premiers termes du développement limité. Dans le cas de la phase de l'Équation 1.21, le premier terme correspond à un front d'onde plan et le deuxième terme est égal à la différence entre le front d'impulsion $t_\varphi(x, y)$ et le front d'onde $t_g(x, y)$. Le traitement proposé ici permet de corriger le front d'onde de toutes ces aberrations. On peut ici faire un parallèle avec la correction du front d'onde réalisée sur la chaîne laser, avant focalisation, à l'aide d'un analyseur de front d'onde et d'un Shack-Hartmann même si dans ce cas on corrige le front d'onde moyen, $t_\varphi^{moy} = \int t_\varphi(\omega) d\omega$, et non le front d'onde à la pulsation centrale du laser $\omega = \omega_0$. Lorsque ces deux fronts d'onde sont identiques, le traitement que nous avons présenté dans cette section revient à déterminer la différence de phase telle que nous l'aurions mesuré après le miroir déformable. Dans la suite de cette partie, nous allons donc définir la différence de phase spatio-spectrale comme étant la phase calculée dans l'Équation 1.21 :

$$\begin{aligned} \Delta\varphi(x, y, \omega) &= \delta\varphi(x, y, \omega) + \frac{\omega}{\omega_0} \delta\varphi(x, y, \omega_0) \\ &= 0 \times \omega_0 + [\psi(x, y) - \phi(x, y)] (\omega - \omega_0) + \sigma(x, y) \frac{(\omega - \omega_0)^2}{2} + \dots \end{aligned} \quad (1.22)$$

Pour isoler l'amplitude spatio-spectrale du faisceau laser présent dans le produit d'amplitude $A(x_0, y_0, \omega) A(x, y, \omega)$ de la fonction complexe $\tilde{s}(x, y, \omega)$ mesurée, il suffit de diviser ce produit par l'amplitude du faisceau inconnu en (x_0, y_0) . En utilisant l'Équation 2.4a et l'Équation 2.4b, l'amplitude du faisceau de référence s'obtient de la manière suivante :

$$A_{ref}(x, y, \omega) = \sqrt{\tilde{s}(x_0, y_0, \omega_0)} \quad (1.23)$$

Pour conclure, à partir de l'Équation 1.22 et de l'Équation 1.23, nous sommes en mesure de calculer l'amplitude spatio-spectrale et la différence de phase spatio-spectrale du faisceau laser à

caractériser à partir de la fonction complexe $s(x, y, \omega)$ mesurée :

$$A(x, y, \omega) = e^{\ln(\operatorname{Re}[\tilde{s}(x, y, \omega)]) - \ln(\operatorname{Re}[\tilde{s}(x_0, y_0, \omega)])} \quad (1.24a)$$

$$\Delta\varphi(x, y, \omega) = \operatorname{Im} \left[\ln(\tilde{s}(x, y, \omega)) - \frac{\omega}{\omega_0} \ln(\tilde{s}(x, y, \omega_0)) \right] \quad (1.24b)$$

Chapitre 2

Implémentation expérimentale et caractéristiques du dispositif

Sommaire

2.1 Mises en œuvre du dispositif expérimental	87
2.1.1 Solution pour améliorer le contraste des franges	88
2.1.2 Solutions pour stabiliser l'interféromètre	88
2.1.3 Variante de TERMITES permettant de mesurer le chirp spatial . .	90
2.2 Détermination des caractéristiques du faisceau de référence . .	92
2.3 Résolution spatiale de la caméra	95
2.4 Échantillonnage temporel du dispositif	96
2.5 Applications numériques	97

Les objectifs de ce chapitre sont :

1. de regarder en détail les différentes mises en œuvre expérimentales de TERMITES permettant, entre autres, de limiter l'effet des différentes sources d'instabilité affectant l'interféromètre ou de mesurer la présence de chirp spatial sur un faisceau laser.
2. d'étudier les différents paramètres du dispositif tels que le temps d'acquisition ou la résolution de la caméra par exemple.
3. de déterminer l'influence de ces paramètres sur le temps d'acquisition d'une mesure effectuée sur les lasers LUCA ou UHI 100.

2.1 Mises en œuvre du dispositif expérimental

Dans cette section, nous allons présenter la façon dont on réalise le montage expérimental afin d'obtenir la caractérisation la plus fiable qui soit. En particulier, dans la [sous-section 2.1.1](#), nous verrons comment construire l'interféromètre pour maximiser le contraste des franges d'interférence. Puis dans la [sous-section 2.1.2](#), nous présenterons une variante du dispositif permettant de limiter l'influence des différentes sources d'instabilité affectant l'interféromètre. Enfin, dans la [sous-section 2.1.3](#), nous proposerons une solution pour mesurer le chirp spatial présent sur une impulsion laser.

2.1.1 Solution pour améliorer le contraste des franges

Maximiser le contraste des franges nécessite de jouer sur deux paramètres. Tout d'abord, nous avons vu dans la [section 1.3](#), que dans le cas où il existait une différence de dispersion du délai de groupe entre les deux faisceaux qui interfèrent, cela conduisait à une diminution du contraste. Il est par conséquent nécessaire que ces deux faisceaux aient la même GDD et donc qu'ils traversent la même quantité de verre. Pour cette raison, nous avons ajouté une lame compensatrice (LC) dans un des deux bras de l'interféromètre comme nous pouvons le voir sur la [Figure 1.2](#).

Outre l'épaisseur traversée, les intensités des faisceaux inconnu, I_{inc} , et de référence, I_{ref} , doivent également avoir la même intensité pour obtenir le meilleur contraste possible puisque :

$$C = \frac{2\sqrt{I_{inc}I_{ref}}}{I_{inc} + I_{ref}} \quad (2.1)$$

Le faisceau de référence n'étant issu que d'une petite partie d'une petite fraction γ du faisceau laser incident, son intensité vaut donc :

$$I_{ref} = \gamma^2 \frac{I}{2} \quad (2.2)$$

Pour équilibrer les intensités des deux faisceaux qui interfèrent, une lame de verre va jouer le rôle de l'optique plane schématisée sur la [Figure 1.2](#) située dans un des deux bras de l'interféromètre. De cette façon, seulement une partie ρ de l'intensité du faisceau incident I se réfléchit sur cette optique :

$$I_{inc} = \rho \frac{I}{2} \quad (2.3)$$

En pratique, nous utilisons une lame de verre non traitée dont le coefficient de réflexion vaut $\rho = 4\%$. En injectant l'[Équation 2.2](#) et l'[Équation 2.3](#) dans l'[Équation 2.1](#), le contraste des franges peut alors s'exprimer en fonction de la fraction γ du faisceau incident utilisé pour générer le faisceau de référence :

$$C = \frac{10\gamma}{1 + 25\gamma^2} \quad (2.4)$$

Dans la sous-section suivante, nous verrons les solutions expérimentales qui peuvent être mises en place pour limiter l'influence des différentes sources d'instabilité sur l'interféromètre.

2.1.2 Solutions pour stabiliser l'interféromètre

Comme tout interféromètre, TERMITES est particulièrement sensible à toute instabilité, qu'elle soit mécanique, acoustique ou thermique. En effet, une perturbation mécanique (vibrations...) ou une variation du flux d'air (bruit, variations de température, courant d'air) affectant notre dispositif va faire varier le délai entre les deux bras de l'interféromètre. De ce fait, l'intensité mesurée en un point de l'espace (x, y) , et par voie de conséquence l'interférogramme temporel reconstruit, vont être affectés par ces perturbations. Sur la [Figure 2.1](#) sont simulés deux interférogrammes temporels ainsi que l'amplitude et la phase spectrales obtenues après avoir appliqué le traitement de données à ces interférogrammes (cf. [section 1.4](#)). Contrairement à l'interférogramme temporel présenté sur la [Figure 2.1.\(a\)](#) où l'interféromètre est parfaitement stable, l'interférogramme simulé sur la [Figure 2.1.\(b\)](#) est affecté par une instabilité faisant varier aléatoirement la distance entre les deux bras de l'interféromètre durant l'intégralité de la mesure. L'interférogramme temporel fait alors clairement apparaître des fluctuations, assimilables à du bruit. On note également que l'amplitude et la différence de phase spectrale reconstruites sur

la Figure 2.1.(d) diffèrent fortement de celles obtenues dans le cas parfait représenté sur la Figure 2.1.(c). En particulier ici, le spectre n'est plus gaussien et présente une largeur à mi-hauteur près de deux fois supérieure à ce qu'elle aurait dû être en réalité.

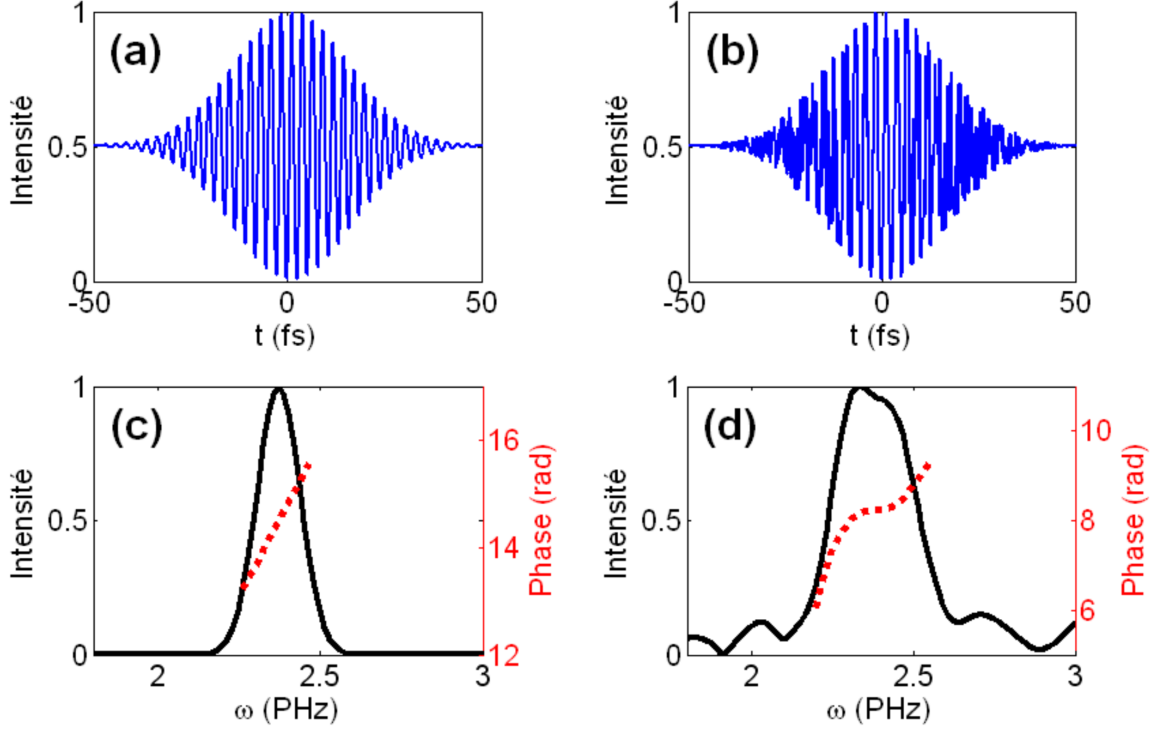


FIGURE 2.1 – **Simulation de l'influence d'une instabilité affectant notre dispositif.** Le faisceau laser simulé ici présentant un spectre gaussien, centré à 800 nm et de largeur à mi-hauteur égale à 50 nm. Les interférogrammes temporels sont obtenus sur une plage $\Delta\tau = 140$ fs avec un pas d'échantillonnage $\delta\tau = 0,3$ fs. (a)-(b) interférogrammes temporels obtenus en l'absence (a) et en présence (b) d'instabilité. Les instabilités simulées ici font varier aléatoirement le retard entre les deux bras de l'interféromètre entre $0,9 \delta\tau$ et $1,1 \delta\tau$. Comme nous le verrons par la suite, les instabilités affectant notre interféromètre sont nettement plus faibles. (c)-(d) Amplitudes (courbes noires) et différences de phase spatio-spectrales (courbes rouges pointillées) reconstruites à partir des interférogramme de la première ligne.

En pratique, pour obtenir une caractérisation spatio-temporelle valide, nous avons implémenté notre dispositif afin de le rendre moins sensible aux différentes sources d'instabilité. Dans un premier temps, afin d'absorber les vibrations transmises par le sol, nous avons fait le choix d'utiliser une table optique et un bâti, spécialement développés pour limiter le transfert de ces vibrations. De plus, les pieds du bâti ont été placés dans de petits bacs de sable et des plaques anti-vibratoires ont été installées entre le bâti et la table. Cela nous a permis de limiter fortement l'influence des vibrations transmises par le sol. En ce qui concerne les variations de flux d'air, d'origine thermique ou acoustique entre autres, nous avons construits deux capotages pour protéger notre dispositif. Le premier est situé juste autour de l'interféromètre, le second isole l'intégralité de la table optique. Dans les faits, ces améliorations ont permis de réduire fortement les différentes perturbations affectant notre montage comme nous le verrons dans le chapitre 3.

Outre le problème d'instabilité, notre dispositif est également sensible aux fluctuations tir-à-tir de la chaîne laser qui vont modifier l'interféromètre temporel (cf. Figure 2.2.(b)), ce qui va

affecter la caractérisation spatio-temporelle obtenue à l'image des problèmes d'instabilité présentés dans le paragraphe précédent. Dans le cas où les fluctuations tir-à-tir du laser étudié affectent considérablement la reconstruction spatio-temporelle obtenue, il est possible de modifier notre dispositif pour prendre en compte ces fluctuations. Cette variante de TERMITES est schématisée sur la Figure 2.2. Le principe de cette correction est de mesurer l'intensité du faisceau laser incident traversant le prisme. En enregistrant l'intensité du laser à chaque retard τ de la mesure, il est possible d'avoir accès aux fluctuations de l'intensité en fonction du temps $I_{laser}(x, y, \tau)$ comme indiqué sur la Figure 2.2.(a), ce qui permet de reconstruire un interférogramme temporel n'étant plus affecté par les fluctuations tir-à-tir (cf. Figure 2.2.(c)). Il faut noter ici que les chaînes LUCA et UHI 100 sont suffisamment stables pour ne pas nécessiter la mise en place de cette correction des fluctuations d'intensité.

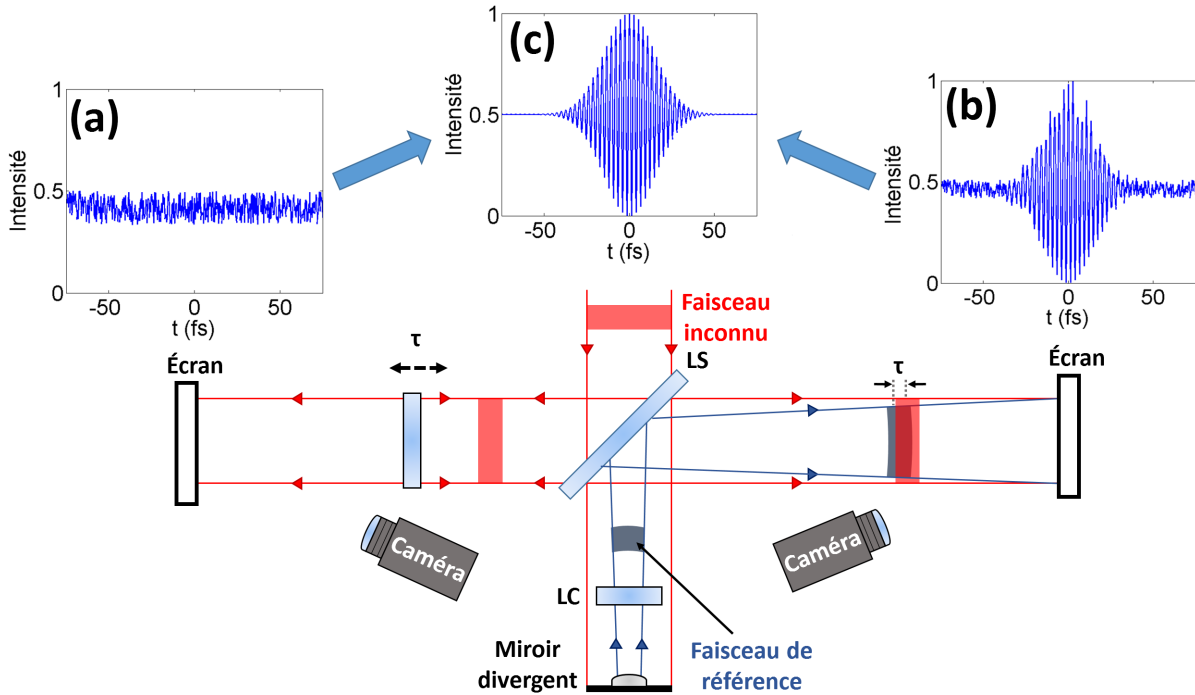


FIGURE 2.2 – Implémentation de TERMITES permettant de prendre en compte les fluctuations d'intensité tir-à-tir du laser étudié. LS : lame séparatrice. LC : lame compensatrice. En plaçant un écran derrière l'optique plane, il est possible via une caméra d'enregistrer les fluctuations tir-à-tir du laser mesuré. Les paramètres du laser et de la mesure permettant de simuler les interférogrammes temporels sont identiques à ceux de la Figure 2.1. (a) Fluctuations tir-à-tir du laser à caractériser en un point (x, y) du faisceau. (b) Interférogramme temporel à la position (x, y) faisant apparaître les fluctuations tir-à-tir du laser. (c) Interférogramme temporel à la position (x, y) corrigé de ces fluctuations.

Dans la sous-section suivante, nous présentons une variante de TERMITES permettant de mesurer le chirp spatial présent sur un faisceau laser.

2.1.3 Variante de TERMITES permettant de mesurer le chirp spatial

En présence de chirp spatial, le spectre du faisceau laser à caractériser dépend de la position dans le faisceau. Ainsi, le faisceau de référence n'étant constitué que d'une petite partie du

faisceau incident, les spectres de ces deux faisceaux vont alors être différents en certains points. Les franges d'interférence et donc la reconstruction de l'amplitude et de la phase de l'impulsion ne sont alors obtenues qu'aux longueurs d'onde où les deux spectres se superposent.

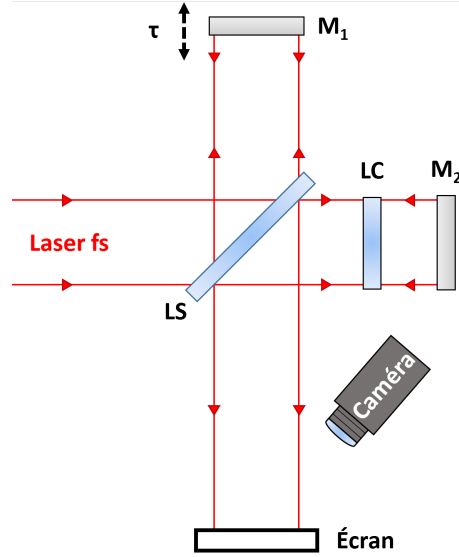


FIGURE 2.3 – **Dispositif permettant de mesurer le chirp spatial présent sur une impulsion laser femtoseconde.** LS : lame séparatrice. LC : lame compensatrice. En balayant un des miroirs plans d'un interféromètre de Michelson, il est possible de reconstruire le profil d'intensité spatio-spectrale d'un faisceau laser.

Afin de mesurer le chirp spatial présent sur un faisceau laser, nous pouvons mettre en œuvre une implémentation légèrement différente de notre dispositif qui se résume à une auto-corrélation linéaire, utilisée par exemple en spectroscopie de Fourier [74]. Le schéma de cette technique est présenté sur la Figure 2.3. Il s'agit d'un interféromètre de Michelson classique sur lequel un des deux miroirs plans peut être déplacé au moyen d'une platine piézo-électrique. Sur l'écran d'observation, on peut visualiser les franges d'interférence entre les deux répliques de l'impulsion. A l'aide d'une caméra, on enregistre les variations d'intensité en fonction du délai, τ , imposé entre les deux bras de l'interféromètre. Contrairement à TERMITES où nous faisons interférer le faisceau laser avec une partie de ce dernier, il s'agit ici d'une auto-corrélation puisque chaque point du faisceau interfère avec lui-même. Cela permet par conséquent de reconstruire le spectre du faisceau laser même si ce dernier est affecté par du chirp spatial.

En pratique, pour mesurer le chirp spatial d'un faisceau laser à partir du dispositif TERMITES, il suffit de remplacer le miroir convexe par un miroir plan. Cette solution nécessite néanmoins de réaligner le dispositif et d'effectuer un balayage minutieux du délai à l'aide de la platine de translation pour trouver la plage temporelle $\Delta\tau$ sur laquelle les deux faisceaux interfèrent. Cette technique de mesure du chirp spatial est donc moins facile à mettre en œuvre que sur SEA TADPOLE où il suffisait d'effectuer une mesure en bloquant une des deux fibres optiques.

Après avoir vu les différentes solutions expérimentales que nous pouvons mettre en place pour améliorer la fiabilité de notre dispositif, nous allons nous intéresser dans la suite de ce chapitre aux principales caractéristiques de notre dispositif.

2.2 Détermination des caractéristiques du faisceau de référence

Le principe de TERMITES est de faire interférer le faisceau laser à caractériser avec un faisceau de référence. Ce dernier est issu d'une petite partie du faisceau incident, de diamètre d , qui se réfléchit sur un miroir sphérique. A une distance, L , suffisamment grande, le diamètre du faisceau de référence est égal à celui du faisceau inconnu. Dans cette section, l'objectif est d'étudier l'influence sur le faisceau de référence des différents paramètres de l'interféromètre tels que la distance focale, f' , ou la distance d'observation, L . Ces différents paramètres sont représentés sur la Figure 2.4.

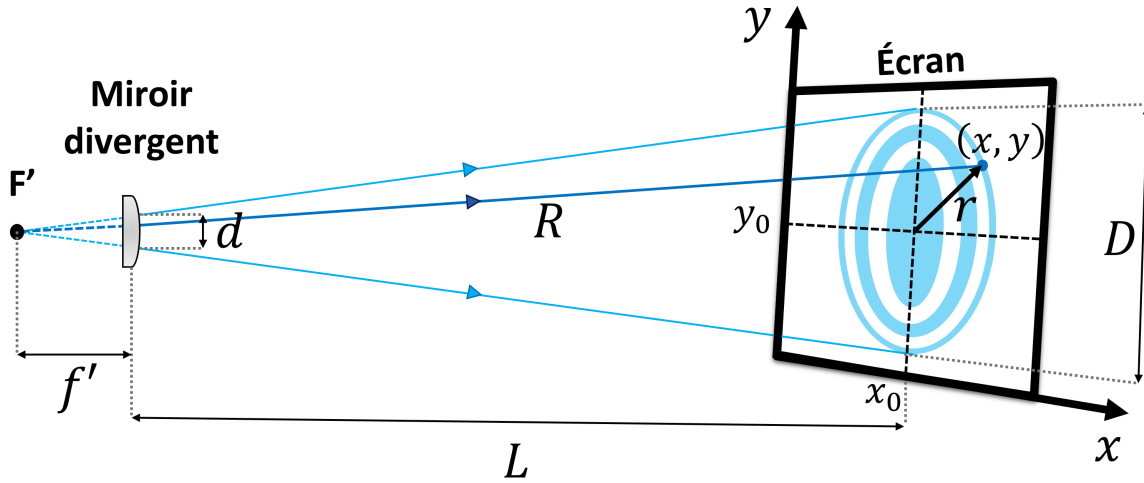


FIGURE 2.4 – Les différents paramètres de l'interféromètre TERMITES. Dans notre dispositif, une petite partie du faisceau incident, de diamètre d se réfléchit sur un miroir convexe de longueur focale, f' . En plaçant un écran à une distance d'observation L , on visualise des franges d'interférence entre le faisceau de référence et le faisceau inconnu, de diamètre D . R est la distance entre le foyer image F' du miroir divergent et un point (x, y) de l'écran d'observation. La distance r correspond à la distance entre le centre (x_0, y_0) de l'écran et un point (x, y) .

Fraction du faisceau incident utilisé pour générer le faisceau de référence

Jusqu'à présent, nous avons supposé que le faisceau de référence n'était pas distordu spatio-temporellement, c'est-à-dire que les propriétés spectrales du faisceau laser incident ne varient pas sur la région de référence. En réalité, il est fort probable qu'il existe des couplages spatio-temporels sur cette région, ce qui va affecter la caractérisation obtenue. Cependant, il faut noter ici que ces distorsions présentes sur une petite partie du faisceau incident vont finalement être "diluées" sur un faisceau de grand diamètre D . Considérons par exemple le cas d'un faisceau laser incident de diamètre $D = 100 \text{ mm}$ présentant un pulse front tilt selon la dimension x de $\xi = 10 \text{ fs.mm}^{-1}$. Si la région de référence a un diamètre $d = 5 \text{ mm}$, le pulse front tilt présent sur le faisceau de référence au niveau de l'écran sera de :

$$\xi_{ref} \approx \frac{\xi d}{D} = 0,5 \text{ fs.mm}^{-1} \quad (2.5)$$

Ce qui est relativement négligeable par rapport au pulse front tilt initialement présent sur le faisceau laser. De manière générale, la présence de couplages spatio-temporels sur la région de référence (cf. Figure 1.2) affecte notablement la caractérisation obtenue lorsque ces distorsions,

une fois "diluées", ne sont pas négligeables par rapport aux couplages présents sur le faisceau inconnu. Cela se produit si la région de référence présente des distorsions beaucoup plus importantes que sur le reste du faisceau et/ou si le diamètre d de cette région n'est plus négligeable devant le diamètre D du faisceau laser à caractériser. Afin d'améliorer la précision d'une caractérisation TERMITES, il est donc judicieux de travailler avec un faisceau de référence issu d'une partie du faisceau incident la plus petite possible, en d'autres termes, il faut minimiser le ratio $\gamma = d/D$ entre le diamètre d de la région de référence et le diamètre D du faisceau inconnu. En appliquant le théorème de Thalès à la [Figure 2.4](#), on remarque que ce ratio dépend de la distance d'observation L et de la distance focale f' du miroir divergent utilisé :

$$\gamma = \frac{d}{D} = \frac{f'}{f' + L} = \frac{1}{1 + \frac{L}{f'}} \quad (2.6)$$

A l'aide de l'[Équation 2.6](#), on peut déterminer la distance focale f' du miroir sphérique en fonction du ratio γ :

$$f' = \frac{L}{\gamma^{-1} - 1} \quad (2.7)$$

En pratique, dans notre montage expérimental, le choix du ratio γ s'avère être un compromis entre le contraste des franges obtenues et la précision de la caractérisation. En effet, la valeur du ratio γ détermine, d'une part, la taille de la région de référence et donc l'effet des éventuelles distorsions sur la reconstruction finale et, d'autre part, le contraste des franges comme nous avons pu le voir dans l'[Équation 2.4](#) de la [sous-section 2.1.1](#). Plus γ sera petit et plus la reconstruction sera précise mais moins le contraste sera bon, et réciproquement. Dans les faits, nous avons choisi de fixer ce ratio à 0,1, ce qui permet d'avoir une petite région de référence garantissant une reconstruction fiable tout en ayant un contraste de 80 %, assurant un signal n'étant pas affecté par le bruit.

Afin de conserver un dispositif relativement compact, nous avons fait le choix d'utiliser une table optique de 150 cm de longueur sur 75 cm de largeur, ce qui, pour $\gamma = 0,1$, limite notre distance d'observation à $L_1 \approx 2 \text{ m}$. Nous pouvons également utiliser une table optique annexe, ce qui nous permet d'augmenter la distance d'observation à $L_2 \approx 5 \text{ m}$. Des mesures ont été réalisées dans ces deux configurations. Dans la [section 2.5](#), nous présentons des applications numériques effectuées pour ces deux distances d'observation.

Délai radial

Dans la [section 1.4](#), nous avons introduit le terme de délai radial, τ_r , dû à la courbure du faisceau de référence qui est schématisé sur la [Figure 2.5](#). En combinant l'[Équation 1.13](#) et l'[Équation 1.14](#), ce délai radial s'exprime :

$$\tau_r = \frac{R(x, y) - R(x_0, y_0)}{c} = \frac{\sqrt{(L + f)^2 + r^2} - L - f}{c} \quad (2.8)$$

Dans notre cas, la distance d'observation L étant grande devant le diamètre du faisceau laser étudié, $L \gg D$, l'[Équation 2.8](#) peut alors se simplifier de la façon suivante :

$$\tau_r \approx \frac{r^2}{2(L + f)c} \quad (2.9)$$

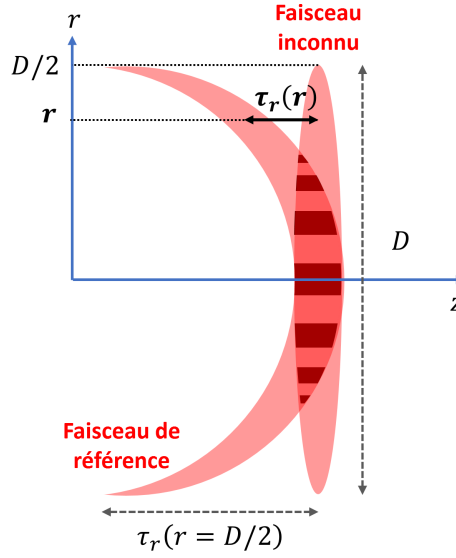


FIGURE 2.5 – **Délai radial du faisceau de référence.** Du fait de la courbure du faisceau de référence, le retard τ_r entre les deux impulsions qui interfèrent dépend de la position transverse r , ce qui a pour conséquence d'augmenter la densité des franges à mesure que l'on s'éloigne du centre.

Pour bien comprendre l'influence de ce délai radial, on peut faire une analogie avec l'interféromètre de Michelson usuel. Dans notre cas, les franges d'interférence visibles sur l'écran correspondent au signal $S_T(r, \omega)$ suivant :

$$S_T(r, \omega) = A_{inc}^2(r, \omega) + A_{ref}^2(r, \omega) + A_{inc}(r, \omega) A_{ref}(r, \omega) e^{i\Delta\varphi(r, \omega)} e^{i\omega\tau} e^{-i\omega\tau_r(r)} \quad (2.10)$$

Ce qui est relativement similaire au signal mesuré avec un interféromètre de Michelson :

$$S_M(r, \omega) = A_1^2(r, \omega) + A_2^2(r, \omega) + A_1(r, \omega) A_2(r, \omega) e^{i\omega\tau} e^{-i\omega\tau_r(r)} \quad (2.11)$$

On remarque que les signaux issus des interféromètres TERMITES et Michelson sont identiques, à l'exception de la différence de phase qui est nulle dans le cas de l'interféromètre de Michelson puisqu'il s'agit d'une auto-corrélation. Pour l'interféromètre de Michelson, le délai radial dépend de l'inclinaison des miroirs. Dans le cas où l'un des miroirs est légèrement incliné, on se retrouve dans une configuration appelée "coin d'air", où les deux faisceaux qui interfèrent sont inclinés l'un par rapport. Dans ce cas, il existe un délai radial linéaire qui induit des franges rectilignes d'autant plus nombreuses et resserrées que le délai est important, c'est-à-dire que le miroir est incliné. Dans le cas de TERMITES, le délai radial, induit par la courbure du faisceau de référence, est quadratique, ce qui va avoir pour conséquence de resserrer de plus en plus les franges à mesure que l'on s'éloigne du centre comme nous pouvons nous en rendre compte sur la Figure 2.5 et sur l'interférogramme de la Figure 1.2. Dans la section 2.3 et dans la section 2.4, nous aborderons plus en détail les problèmes sous-jacents induits par le resserrment des franges en bord de faisceau.

L'autre conséquence du délai radial est d'augmenter la plage temporelle $\Delta\tau$ sur laquelle on observe des franges d'interférence. De manière générale en interférométrie, les franges sont visibles lorsque le retard entre les deux impulsions T n'excède par le temps de cohérence, τ_c , de la source laser étudiée, soit lorsque :

$$T = \tau - \tau_r \leq \tau_c \quad (2.12)$$

D'après l'Équation 2.12, on remarque que pour être en mesure de reconstruire l'intégralité du profil spatio-temporel du faisceau, il est nécessaire de faire varier le retard, τ , entre les deux bras de l'interféromètre sur une plage temporelle $[-\tau_c/2 ; \tau_r(r = D/2) + \tau_c/2]$. En particulier, le délai entre les deux impulsions dépendant de la position, les franges peuvent ne pas être visibles sur l'intégralité du faisceau à un retard τ donné mais seulement localisées sur une partie du faisceau comme nous avons pu le voir dans la section 1.3, en particulier sur la Figure 1.3. Pour visualiser les franges sur une autre région du faisceau, il faut alors faire varier le délai τ . Dans la section 2.4, nous quantifierons la plage temporelle sur laquelle on doit réaliser notre mesure pour obtenir une caractérisation de l'intégralité du faisceau.

2.3 Résolution spatiale de la caméra

Dans cette section, nous allons déterminer la résolution, c'est-à-dire le nombre de pixels, dont notre caméra doit disposer pour pouvoir résoudre l'intégralité des franges de l'interférogramme. Comme nous l'avons vu dans la section précédente, à cause du délai radial, les franges deviennent de plus en plus serrées lorsque l'on s'éloigne du centre du faisceau. Pour déterminer le nombre de pixels, N_{px} , le long d'une dimension, il faut donc déterminer la taille de la frange située en bord de faisceau, c'est-à-dire son interfrange i en $r = D/2$ où D est le diamètre du faisceau laser étudié. D'après le théorème de Shannon-Nyquist, il est nécessaire d'avoir au minimum deux points par franges pour les résoudre correctement. Le nombre de pixels minimal requis selon une des dimensions de la caméra est donc donné par :

$$N_{px} = \frac{2D}{i(r = \frac{D}{2})} \quad (2.13)$$

Pour déterminer l'interfrange i , il est nécessaire de calculer la variation de délai $\tau_2 - \tau_1$ séparant deux franges successives :

$$\omega_0(\tau_2 - \tau_1) = 2\pi \iff c(\tau_2 - \tau_1) = \lambda_0 \quad (2.14)$$

Le retard $\tau_{1,2}$ étant ici donné par l'Équation 2.9, on peut réécrire l'Équation 2.15 pour faire apparaître l'interfrange :

$$\frac{(r+i)^2}{2(L+f)} - \frac{r^2}{2(L+f)} = \lambda_0 \quad (2.15)$$

Les franges et donc l'interfrange en bord de faisceau étant très petite devant le diamètre du faisceau, $i \ll D$, l'Équation 2.15 peut se simplifier de la façon suivante :

$$i \approx 2 \frac{\lambda_0(L+f)}{D} \quad (2.16)$$

En combinant l'Équation 2.13 et l'Équation 2.16, nous sommes alors en mesure de déterminer le nombre de pixels dont doit disposer la caméra utilisée pour résoudre l'intégralité des franges d'interférence :

$$N_{px} \approx \frac{D^2}{\lambda_0(L+f)} \quad (2.17)$$

Puisque nous travaillons sur des faisceaux de grands diamètres, nous avons besoin d'utiliser une caméra avec une quantité importante de pixels. Ce type de caméra est généralement au

format 35 mm, ce qui signifie que la dimension horizontale contient 1,5 fois plus de pixels que la dimension verticale. La résolution R_{px} requise pour la caméra est alors donnée par :

$$N_{px} \approx 1,5 \frac{D^4}{\lambda_0^2 (L + f)^2} \quad (2.18)$$

2.4 Échantillonnage temporel du dispositif

Dans la [section 2.2](#), nous avons vu que pour obtenir des franges sur l'intégralité du faisceau, il était nécessaire de faire varier le retard, τ , sur une plage temporelle :

$$\Delta\tau = \tau_r \left(r = \frac{D}{2} \right) + \tau_c \quad (2.19)$$

où τ_r est le délai radial dû à la courbure du faisceau de référence et τ_c correspond au temps de cohérence de la source. La [Figure 2.6](#) schématise la plage temporelle $\Delta\tau$ issue de la somme des deux termes τ_r et τ_c .

En considérant que les franges ne sont plus visibles lorsque le contraste est inférieur à 5 % et en supposant un spectre gaussien, le temps de cohérence est donné par :

$$\tau_c = \overbrace{\sqrt{2}}^{\text{Corrélation croisée}} \times \overbrace{2,44 \times \frac{\ln(20)}{\ln(2)} \times \frac{\lambda_0^2}{2\pi c \Delta\lambda}}^{\text{Largeur temporelle à 5 \% de l'intensité spectrale}} \simeq \frac{2,4 \lambda_0^2}{c \Delta\lambda} \quad (2.20)$$

En injectant l'Équation 2.9 et l'Équation 2.20 dans l'Équation 2.21, on obtient l'expression de la plage temporelle sur laquelle on doit réaliser la mesure :

$$\Delta\tau \approx \frac{D^2}{8(L + f)c} + \frac{2,4 \lambda_0^2}{c \Delta\lambda} \quad (2.21)$$

En pratique, pour faire varier le retard τ entre les deux bras de l'interféromètre, on balaye l'optique plane placée dans un des bras (cf. [Figure 1.2](#)) sur une distance Δz donnée par :

$$\Delta z = \frac{c \Delta\tau}{2} \approx \frac{D^2}{16(L + f)} + \frac{1,2 \lambda_0^2}{\Delta\lambda} \quad (2.22)$$

Jusqu'à présent, nous nous sommes intéressés à la plage temporelle $\Delta\tau$ sur laquelle devait être réalisée la mesure. Pour clore l'étude de l'échantillonnage temporel, il est nécessaire de déterminer le pas d'échantillonnage, $\delta\tau$, permettant de reconstruire correctement le signal à analyser. Dans notre cas, nous souhaitons échantillonner un interférogramme temporel ayant une porteuse présentant des oscillations dont la période, T , est proportionnelle à l'inverse de la pulsation centrale, ω_0 , du laser à caractériser :

$$T = \frac{2\pi}{\omega_0} = \frac{\lambda_0}{c} \quad (2.23)$$

D'après le théorème de Shannon-Nyquist, pour échantillonner correctement un signal périodique, il est nécessaire d'avoir un pas d'échantillonnage, $\delta\tau$, au moins deux fois inférieur à la période T des oscillations du signal à caractériser, soit ici : $\delta\tau \leq T/2$. Le pas d'échantillonnage maximal $\delta\tau$ est donc égal à :

$$\delta\tau = \frac{\lambda_0}{2c} \quad (2.24)$$

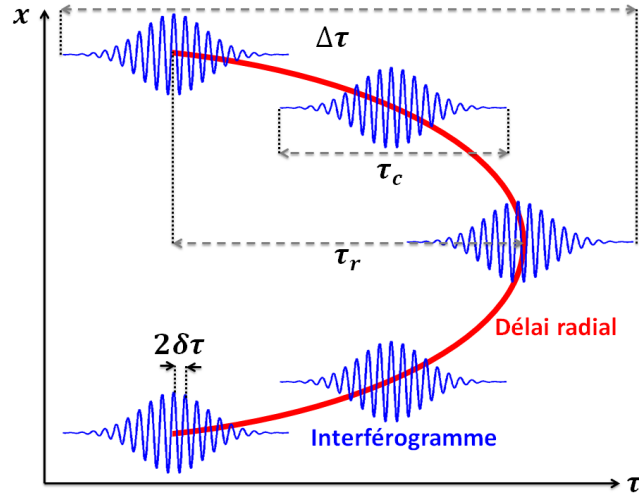


FIGURE 2.6 – **Plage temporelle nécessaire à une reconstruction spatio-temporelle de l'intégralité du faisceau.** La plage temporelle, $\Delta\tau$, sur laquelle doit être réalisée la mesure se décompose en un terme dû à la courbure du faisceau de référence, τ_r , et un terme dû au temps de cohérence de la source laser étudié, τ_c . Le pas d'échantillonnage temporel, $\delta\tau$, doit être inférieur ou égal à la moitié de la période des oscillations du champ laser.

En utilisant l'Équation 2.22, on peut également déterminer le pas du déplacement de l'optique plane, δz , permettant de reconstruire un interférogramme temporel correctement échantillonné :

$$\delta z = \frac{c \delta\tau}{2} = \frac{\lambda_0}{4} \quad (2.25)$$

A partir du pas d'échantillonnage, $\delta\tau$, et de la plage temporelle, $\Delta\tau$, on peut déterminer le nombre minimum d'interférogrammes spatiaux, N , devant être enregistrés durant une mesure :

$$N = \frac{\Delta\tau}{\delta\tau} = \frac{\Delta z}{\delta z} \quad (2.26)$$

Connaissant le nombre de points de mesure, N , on peut calculer le temps minimum, T , nécessaire à une mesure, c'est-à-dire lorsque l'on suppose que l'on enregistre un interférogramme par tir laser :

$$T = \frac{N}{f_{rep}} \quad (2.27)$$

où f_{rep} est la fréquence de répétition du laser.

2.5 Applications numériques

Dans cette section, l'objectif est de rassembler les différents paramètres du dispositif étudiés dans ce chapitre. Dans le Tableau 2.1, nous avons listé ces paramètres en donnant les formules analytiques permettant de les calculer, ainsi que des applications numériques en fonction du laser étudié (LUCA ou UHI 100) et de la distance d'observation. Pour ces applications numériques, comme nous l'avons vu précédemment, nous avons fixé à 10 % le rapport γ entre le diamètre de la région de référence et le diamètre du faisceau inconnu. De plus, nous avons effectué ces calculs pour les deux distances d'observation pour lesquelles des mesures TERMITES ont été réalisées à savoir $L_1 = 2,25\text{ m}$ et $L_2 = 4,5\text{ m}$.

Paramètres du dispositif	Formules analytiques	Applications numériques			
		UHI 100		LUCA	
		L_1	L_2	L_1	L_2
Contraste	$C = \frac{10\gamma}{1+25\gamma^2}$	80 %			
Distance focale	$f' = \frac{L}{\gamma^{-1}-1}$	250 mm	500 mm	250 mm	500 mm
Résolution caméra min.	$R_{px} = \frac{1.5 D^4}{\lambda_0^2 (L+f')^2}$	24 Mpx	6 Mpx	0,23 Mpx	0,06 Mpx
Délai radial max.	$\tau_r = \frac{D^2}{8(L+f')c}$	1333 fs	667 fs	130 fs	65 fs
Temps de cohérence	$\tau_c = \frac{2,4 \lambda_0^2}{c \Delta \lambda}$	92 fs		203 fs	
Plage temporelle min. scan	$\Delta \tau = \tau_r + \tau_c$	1425 fs	759 fs	333 fs	268 fs
Pas d'échantillonnage max.	$\delta \tau = \frac{\lambda_0}{2c}$	1,2 fs			
Nb. de points min. du scan	$N = \frac{\Delta \tau}{\delta \tau}$	1188	632	277	223
Durée min. d'un scan	$T = \frac{N}{f_{rep}}$	119 s	63 s	14 s	11 s

TABLE 2.1 – Paramètres du dispositif TERMITES et applications numériques dans le cas des lasers LUCA et UHI 100.

Les temps de mesure T calculés dans le [Tableau 2.1](#) à partir de l'[Équation 2.27](#) sont valides tant que le temps nécessaire à l'enregistrement d'un interférogramme spatial reste inférieur à l'inverse de la fréquence de répétition du laser. En pratique, les mesures que nous avons réalisées sur LUCA et UHI 100 ont duré nettement plus longtemps à cause du volume des données. En effet, dans le cas d'une mesure du laser UHI 100 à une distance d'observation L_1 , nous avons utilisé une caméra dont le capteur est composé de 6576 par 4384 pixels afin de résoudre l'intégralité des franges. Un interférogramme enregistré par la caméra contient ainsi 29 millions de points et sa taille est d'environ 10 Mo, ce qui limite le taux d'acquisition à environ une image par seconde. En se plaçant à une distance d'observation L_1 , il faut par conséquent 20 minutes pour effectuer une mesure complète du laser UHI 100. Pour raccourcir la durée T d'une mesure, on peut diminuer la plage temporelle $\Delta \tau$ en réduisant le délai radial τ_r induit par la courbure du faisceau de référence. D'après l'[Équation 2.9](#), le délai radial peut être réduit en augmentant la distance focale du miroir divergent f' et/ou en augmentant la distance d'observation L . Afin de ne pas augmenter le ratio entre le diamètre de la région de référence et le diamètre du faisceau inconnu, il est nécessaire d'augmenter f' et L tout en conservant le même rapport L/f' . C'est une des raisons pour lesquelles nous avons décidé de travailler à la distance d'observation la plus grande, cela nous a permis de réduire d'un facteur 2 le temps d'acquisition.

Chapitre 3

Résultats expérimentaux et discussion

Sommaire

3.1	Pulse front tilt induit par un prisme	99
3.2	Pulse front tilt induit par le désalignement d'un compresseur optique	100
3.3	Caractérisation spatio-temporelle d'UHI 100	101
3.4	Conclusion, discussion et perspective	103

Les objectifs de ce chapitre sont :

1. de réaliser des mesures de validation de notre technique en utilisant un élément optique dont les distorsions spatio-temporelles induites peuvent être déterminées théoriquement.
2. d'étudier le cas du pulse front tilt induit par le désalignement du compresseur optique de la chaîne laser.
3. de réaliser la première caractérisation d'une chaîne 100 TW (UHI 100) afin d'identifier les couplages spatio-temporels présents sur les impulsions délivrées par un tel laser.

Les résultats que nous allons présenter dans ce chapitre ont été obtenus en plaçant l'écran d'observation à une distance $L = 5\text{ m}$ de l'interféromètre, ce qui permet en théorie de reconstruire l'intégralité du faisceau du laser d'UHI 100. En pratique cependant, il n'a malheureusement été possible de reconstruire le faisceau que sur une région de seulement 20 mm. Ce problème de reconstruction est dû au fait que le contraste des franges d'interférence, d'environ 20 %, n'est pas suffisant pour reconstruire correctement les bords du faisceau où les franges sont très serrées. D'une part, ce faible contraste s'explique par le fait que les deux faisceaux qui interfèrent n'ont pas la même énergie, ce qui limite le contraste à 80 %. D'autre part, la compensatrice utilisée n'ayant pas été bien choisie, les deux faisceaux qui interfèrent traversent des épaisseurs de verre différentes au sein du dispositif. Il existe alors une différence de GDD entre le faisceau de référence et le faisceau inconnu qui conduit à une baisse importante du contraste.

3.1 Pulse front tilt induit par un prisme

Dans cette section, nous allons étudier le pulse front tilt induit par un prisme sur les impulsions lasers délivrées par la chaîne laser UHI 100. Le prisme étudié ici présente un angle de 10° et est fabriqué en BK7. Le faisceau laser se propageant normalement à la face d'entrée du prisme, le pulse front tilt généré théoriquement (cf. [Équation 2.9](#) de la [Partie I](#)) par ce dernier vaut donc : $\xi_{th} = 9,52\text{ fs.mm}^{-1}$.

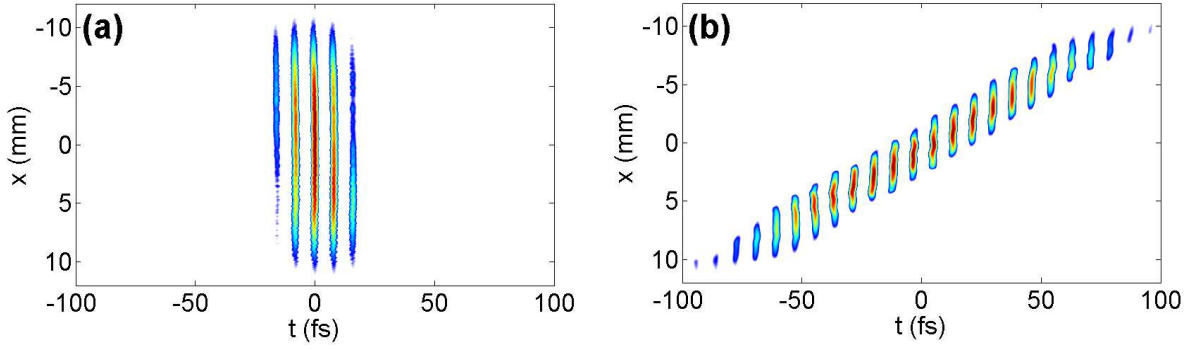


FIGURE 3.1 – **Pulse front tilt induit par un prisme.** Partie réelle du champ électrique (après démodulation) mesurée avant (a) et après (b) avoir traversé le prisme.

Sur la Figure 3.1, sont tracées les parties réelles des champs électriques mesurées avant (a) et après (b) le prisme par notre dispositif. On note clairement le pulse front tilt généré par le prisme sur la Figure 3.1.(b), où l'impulsion est inclinée par rapport au front d'onde. La Figure 3.1.(a) laisse pour sa part apparaître un léger pulse front tilt, ce qui signifie qu'il existe des distorsions spatio-temporelles résiduelles sur le faisceau délivré par la chaîne laser UHI 100. Nous reviendrons plus en détail sur ce point dans la section 3.3. En effectuant la différence entre les pulse front tilt calculés avant et après le prisme, nous obtenons : $\xi_{mesure} = 8,37 \text{ fs.mm}^{-1}$, ce qui correspond à une erreur de 12,2 % par rapport à la théorie. Il s'agit d'un écart relativement important qui s'explique principalement par le fait que le ratio γ entre le diamètre de la région de référence et celui du faisceau laser est d'environ 10 %. Par conséquent, comme nous l'avons vu en section 2.2, le faisceau de référence n'a pas un profil spatio-temporel parfait mais contient un pulse front tilt valant : $\xi_{ref} = \xi_{mesure} / (\gamma^{-1} - 1)$. En prenant cela en compte, on peut déterminer le pulse front tilt ξ_{exp} induit par le prisme :

$$\xi_{exp} = \xi_{mesure} + \xi_{ref} = \frac{\xi_{mesure}}{1 - \gamma} = 9,3 \text{ fs.mm}^{-1} \quad (3.1)$$

En comparant cette valeur à la théorie, cela conduit à une erreur de 2,3 % qui dénote l'excellente précision de la technique lorsque l'on prend en compte les couplages spatio-temporels présents sur la région de référence.

3.2 Pulse front tilt induit par le désalignement d'un compresseur optique

Dans cette section, à l'image de la mesure réalisée sur la chaîne LUCA avec SEA TADPOLE dans la section 3.3 de la Partie II, nous avons progressivement désaligné le dernier réseau du compresseur optique de la chaîne UHI 100 afin d'induire du pulse front tilt. Sur la Figure 3.2 sont tracées les parties réelles du champ électrique pour trois angles de désalignement différents. Comme attendu, on remarque que plus le réseau est désaligné, plus l'impulsion est inclinée par rapport au front d'onde, et donc plus le pulse front tilt est important. Comme nous pouvons nous en rendre compte sur la Figure 3.2.(d), les valeurs de pulse front tilt mesurées (points rouges) sont en parfait accord avec les valeurs théoriques (courbe bleue pointillée) calculées à partir de l'Équation 2.10 de la Partie I. Plus précisément, nous mesurons ici un pulse front tilt valant $\xi_{mesure} = 1,24 \text{ fs.mm}^{-1}.\text{min}^{-1}$, soit une erreur de 8,33 % avec la valeur fournie par la théorie :

$\xi_{th} = 1,35 \text{ fs.mm}^{-1}.\text{min}^{-1}$. De manière analogue à ce qui a été fait dans la section précédente, en prenant en compte le fait que de diamètre la région de référence est égal à un dixième du diamètre du faisceau laser UHI 100, on peut déterminer le pulse front tilt induit ξ_{exp} par le prisme :

$$\xi_{exp} = (1 + \gamma) \xi_{mesure} = 1,38 \text{ fs.mm}^{-1}.\text{min}^{-1} \quad (3.2)$$

En comparant cette valeur à la théorie, cela conduit à une erreur de 2,1 % qui dénote une nouvelle fois l'excellente précision de la technique lorsque les distorsions présentes sur la région de référence sont prises en compte à l'instar de ce qui a été fait dans la section précédente.

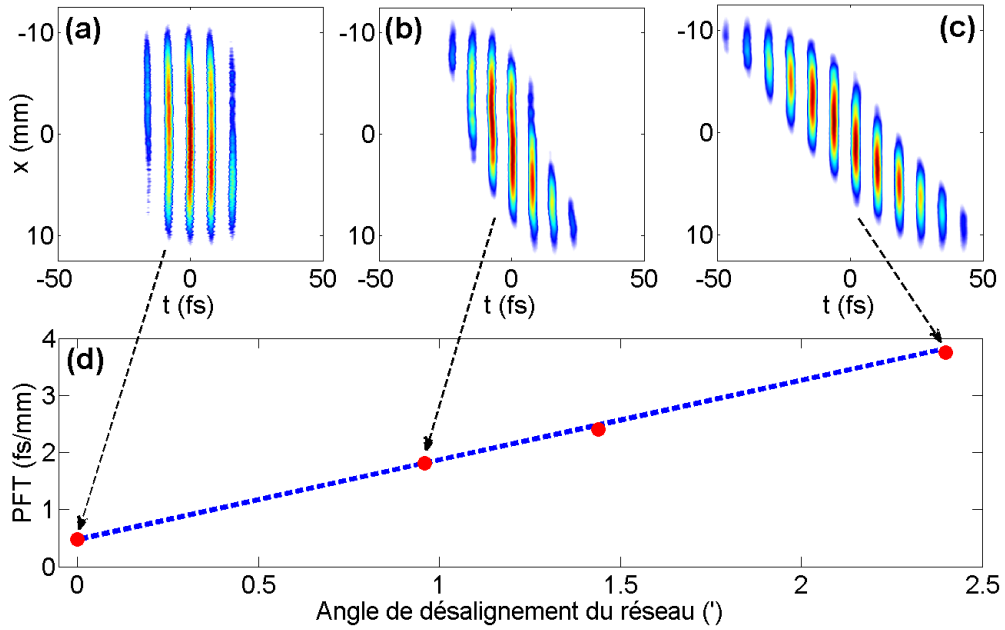


FIGURE 3.2 – **Pulse front tilt induit par le désalignement du compresseur optique de la chaîne laser.** Partie réelle du champ électrique du laser mesurée lorsque le dernier réseau du compresseur optique est désaligné d'un angle (a) $\theta = 0'$, (b) $\theta = 9,6'$ et (c) $\theta = 24'$. (d) Evolution du pulse front tilt en fonction de l'angle de désalignement : théorique (courbe bleue pointillée) et expérimentale (points rouges).

3.3 Caractérisation spatio-temporelle d'UHI 100

Dans les deux sections précédentes, nous avons mesuré les distorsions spatio-temporelles induites par un prisme et un compresseur optique, ce qui nous a permis de valider la technique et d'estimer la précision de notre dispositif. Dans cette section, nous présentons la première caractérisation spatio-temporelle d'une chaîne laser 100 TW. La partie réelle du champ électrique du faisceau d'UHI 100 a été présentée précédemment sur la Figure 3.1.(a) et la Figure 3.2.(a). Pour les raisons que nous détaillerons dans la conclusion de cette partie, les mesures présentées ici n'ont été réalisées que sur une vingtaine de millimètres. Sur la Figure 3.3 sont tracés différents paramètres du faisceau mesuré faisant apparaître des distorsions spatio-temporelles. La première (respectivement la deuxième) ligne de cette figure représente les résultats obtenus selon la coupe horizontale (respectivement verticale) du faisceau. En particulier, on mesure un pulse front tilt

résiduel d'environ $\xi_x \simeq 0,3 \text{ fs.mm}^{-1}$ selon l'axe horizontal (cf. Figure 3.3. (a)) qui s'avère être deux fois plus faible que celui mesuré selon la dimension verticale (cf. Figure 3.3. (b)) : $\xi_y \simeq 0,62 \text{ fs.mm}^{-1}$. A partir de l'Équation 1.45 de la Partie I, on peut déterminer la diminution, R_I , de l'intensité maximale délivrée au foyer par la chaîne laser :

$$R_I = R_t^x R_t^y = 1 + (\xi_x^2 + \xi_y^2) \frac{D^2}{\tau^2} \simeq 1,31 \quad (3.3)$$

La présence de pulse front tilt sur le faisceau d'UHI 100 conduit donc à une diminution non négligeable d'environ 25 % de l'intensité maximale au foyer. Sur la Figure 3.3.(c)-(d), on remarque également que la dispersion du délai de groupe présente une dépendance spatiale mais cet effet reste relativement faible puisque la GDD ne varie que sur une centaine de fs^2 selon la dimension horizontale et que sur une cinquantaine de fs^2 selon y .

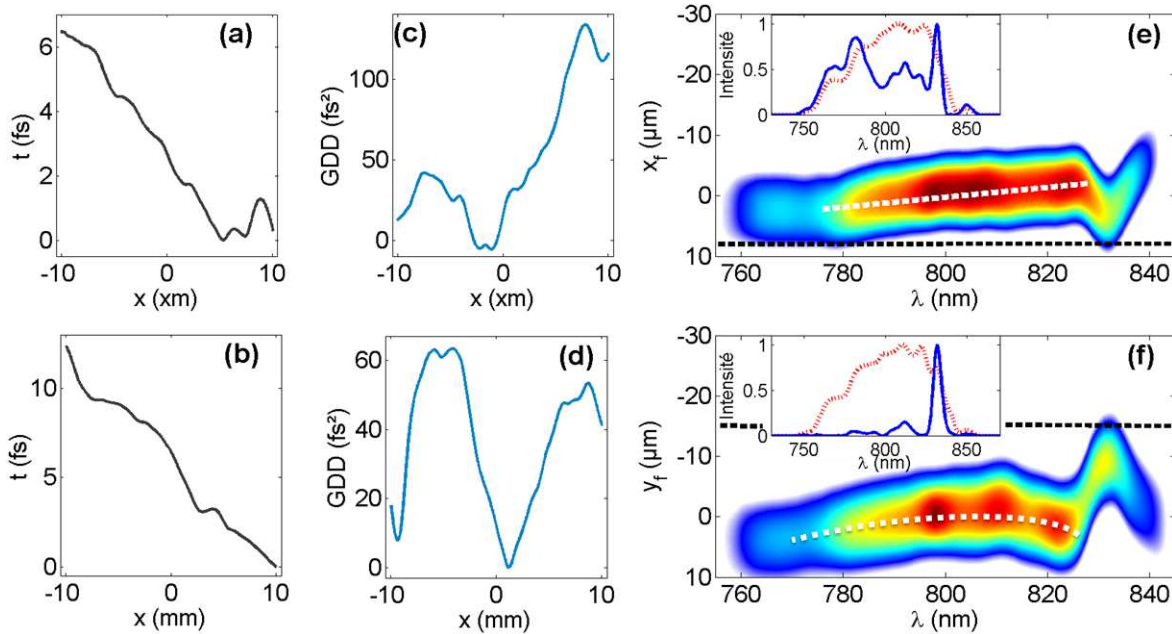


FIGURE 3.3 – **Caractérisation de la chaîne laser UHI 100.** La première (respectivement la deuxième) ligne de la figure représente les résultats obtenus pour une coupe horizontale (respectivement verticale) du faisceau. (a)-(b) Pulse front tilt. (c)-(d) Dispersion du délai de groupe en fonction de la position. (e)-(f) Sur le graphe principal est tracée l'intensité spatio-spectrale de l'impulsion au foyer. Sur les petits graphes sont tracés le spectre intégré spatialement (courbe rouge pointillée) et le spectre à la position indiquée par la ligne noire pointillée sur le graphe principal (courbe bleue).

En analysant les profils de l'intensité spatio-spectrale calculées au foyer et tracés sur la Figure 3.3.(e)-(f), on remarque notamment que le spectre au foyer varie spatialement, ce qui signifie que les différentes longueurs d'onde de l'impulsion focalisent en différents endroits de l'espace. En particulier, on observe la présence d'un chirp spatial linéaire entre 780 nm et 825 nm selon la dimension x , indiqué par la courbe blanche pointillée sur la Figure 3.3.(e), et un chirp spatial quadratique le long de la dimension verticale indiqué par la courbe blanche pointillée sur la Figure 3.3.(f). La présence de ces distorsions sur le profil spatio-spectral de l'intensité au foyer est due au pulse front tilt mesuré sur le faisceau avant focalisation.

Une distorsion est particulièrement prononcée autour de 830 nm selon les deux dimensions du faisceau. Pour souligner cet effet, au-dessus des intensités spatio-spectrales nous avons tracé sur la Figure 3.3.(e)-(f) le spectre intégré spatialement en rouge pointillé tandis que la courbe bleue représente le spectre à la position indiqué par la ligne noire pointillée. On note en particulier une forte diminution de la largeur à mi-hauteur du spectre en $y = -15 \text{ mm}$ qui n'est que de 5 nm alors qu'elle est de 58 nm sur le spectre intégré spatialement.

Afin de mettre en lumière l'origine de la distorsion autour de 830 nm, sur la Figure 3.4.(b), nous avons tracé la phase spatio-spectrale du faisceau avant focalisation mesurée selon la dimension horizontale. S'il est relativement difficile d'interpréter directement cette représentation, on remarque néanmoins que la phase mesurée varie ici spatialement sur un intervalle $[-\pi/2; \pi/2]$ alors qu'elle est sensée être nulle en l'absence de distorsions spatio-spectrales. En particulier, les variations de la phase spatiale sont plus importantes autour de 830 nm. Pour souligner ces variations, nous avons tracé sur la Figure 3.4.(c) les fronts de phase à différentes longueurs d'onde autour de 830 nm. On remarque clairement que l'inclinaison des fronts de phase change avec la longueur d'onde, ce qui révèle la présence de dispersion angulaire sur la phase spatio-spectrale avant focalisation. Cette distorsion est responsable de la forte variation de l'intensité spatio-spectrale au foyer autour de 830 nm visible sur la Figure 3.4.(a).

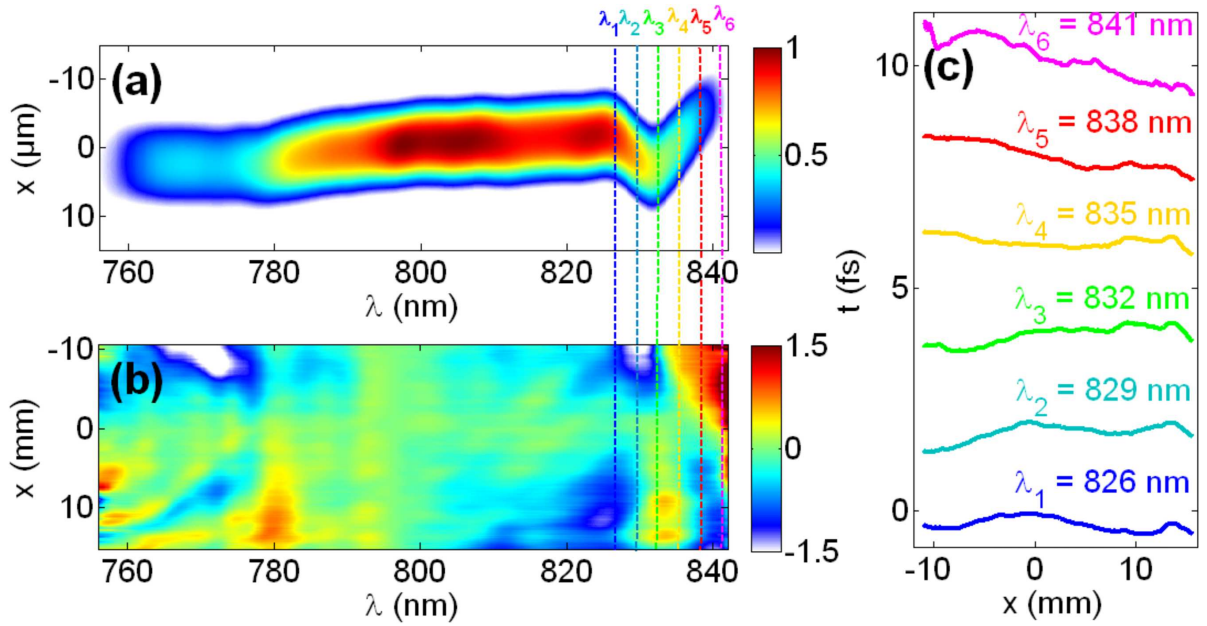


FIGURE 3.4 – **Origine des couplages spatio-spectraux présents sur l'intensité au foyer.** (a) Intensité spatio-spectrale au foyer. (b) Phase spatio-spectrale mesurée sur le faisceau collimaté. (c) Fronts de phase tracés aux longueurs d'onde λ_i indiquées sur les graphes (a) et (b).

3.4 Conclusion, discussion et perspective

Dans cette partie, nous avons présenté TERMITES, un nouveau dispositif de caractérisation spatio-temporelle particulièrement adapté à la mesure d'impulsions femtosecondes délivrées par des chaînes lasers de haute-puissance. Le principe de la technique est de réaliser une corrélation croisée à l'aide d'un interféromètre de Michelson dont un des deux miroirs plans a été remplacé par un miroir convexe.

Afin de déterminer la précision de notre dispositif, nous avons mesuré le pulse front tilt induit par un prisme et par le désalignement du dernier réseau du compresseur optique de la chaîne laser. Les résultats expérimentaux obtenus soulignent l'excellente précision de notre dispositif. En effet, lorsque l'on prend en compte les distorsions présentes sur le faisceau de référence, l'erreur de ces deux mesures par rapport à la théorie est toujours inférieure à 3 %.

Fort de ces résultats, nous avons ensuite utilisé TERMITES pour réaliser la toute première caractérisation spatio-temporelle d'une chaîne laser 100 TW. Cette mesure a révélé l'existence de distorsions résiduelles telles que du chirp spatial linéaire et quadratique au foyer. Dans le cas où les couplages mesurés sur les 20 mm du faisceau sont extrapolés à l'intégralité du faisceau, ils conduiraient à une réduction d'un facteur 6 sur l'intensité maximale au foyer, ce qui souligne la nécessité de caractériser de telles installations lasers. L'objectif à court terme est à présent de réaliser une mesure sur l'intégralité du faisceau d'UHI 100 afin de connaître l'intensité maximale au foyer réellement délivrée par cette chaîne laser

Dans la [Partie IV](#), nous proposons une variante de TERMITES permettant de réaliser des caractérisations spatio-temporelles en mono-coup, pour étudier par exemple les fluctuations tir-à-tir des impulsions lasers.

Quatrième partie

Techniques de caractérisation spatio-temporelle mono-coup

Chapitre 1

Dispositif mono-coup de caractérisation spatio-spectrale de l'amplitude

Sommaire

1.1 Dispositif expérimental	107
1.2 Résultats expérimentaux et discussion	109
1.2.1 Chirp spatial induit par un compresseur	109
1.2.2 Caractérisation de la chaîne laser UHI 100	110
1.2.3 Origine des distorsions spatio-spectrales présent sur UHI 100	111

Les objectifs de ce chapitre sont :

1. de proposer une technique mono-coup simple à mettre en œuvre permettant de mesurer l'intensité spatio-spectrale de chaînes lasers femtosecondes de haute-puissance.
2. d'étudier le chirp spatial induit au foyer par le désalignement du compresseur optique.
3. de réaliser une caractérisation de la chaîne UHI 100 afin d'étudier les couplages spatio-spectraux en intensité présents sur les impulsions au foyer délivrées par un tel laser.
4. de comparer les mesures réalisées avec ce dispositif à celles effectuées avec TERMITES, présentées dans la [section 3.3](#) de la [Partie III](#).
5. de déceler le ou les éléments de la chaîne laser responsables des distorsions observées sur le faisceau d'UHI 100.

1.1 Dispositif expérimental

Le fait de pouvoir effectuer une caractérisation mono-coup du laser a de très nombreux avantages. En effet, la reconstruction obtenue correspond à une unique impulsion laser et non à une impulsion laser moyenne résultant des différentes impulsions délivrées par la chaîne laser durant la mesure. De ce fait, la mesure n'est pas affectée par les fluctuations tir à tir ou par une dérive du laser. Il est ainsi possible d'étudier l'évolution des impulsions successivement délivrées par la chaîne. Une technique mono-coup peut également être utilisée pour aligner en temps réel certains éléments de la chaîne comme le compresseur optique en visualisant directement le pulse front tilt introduit par ce dernier.

Dans cette section, nous proposons une technique mono-coup permettant de caractériser *l'intensité* spatio-spectrale d'une impulsion laser. Un schéma de notre système expérimental est

présenté en Figure 1.1 et s'apparente à ce qui a été proposé en 2004 par Osvay et al. [75]. Ce dispositif est relativement simple car il n'est composé que d'un spectromètre imageur et d'une caméra. Nous avons adapté ce dispositif à l'étude de notre chaîne laser UHI 100. Dans cette installation, les aberrations du front d'onde du faisceau collimaté sont corrigées par un miroir déformable contrôlé en temps réel par un analyseur de front d'onde. A l'aide du miroir parabolique de la chaîne, le faisceau est ensuite focalisé puis la tache focale est imagée le long de la fente d'entrée du spectromètre imageur grâce à un objectif de microscope. Une combinaison de miroirs amovibles permet en outre de tourner le faisceau laser de 90° afin de sélectionner une coupe verticale (cf. Figure 1.1.(a)) ou horizontale (cf. Figure 1.1.(b)) de la tache focale via la fente d'entrée du spectromètre imageur. Finalement, la lumière entrant dans le spectromètre est résolue spectralement. Ainsi, avec cette technique mono-coup, appelée RIS pour Rotating Imaging Spectrograph [61], nous avons accès à l'intensité spectrale selon la dimension transverse de notre choix dans le plan focal. De cette façon on peut identifier le chirp spatial présent sur l'impulsion au foyer, ce qui permet de mesurer le pulse front tilt sur le faisceau laser collimaté (avant focalisation). Il est également possible d'utiliser ce dispositif pour détecter la présence de chirp spatial sur le faisceau collimaté. Dans ce cas cependant, on ne peut pas reconstruire l'intensité spatio-spectrale sur une région supérieure à la taille de la fente d'entrée du spectromètre imageur, soit au maximum sur 6,5 mm. Dans la section 1.2, nous présentons un certain nombre de mesures effectuées avec ce dispositif.

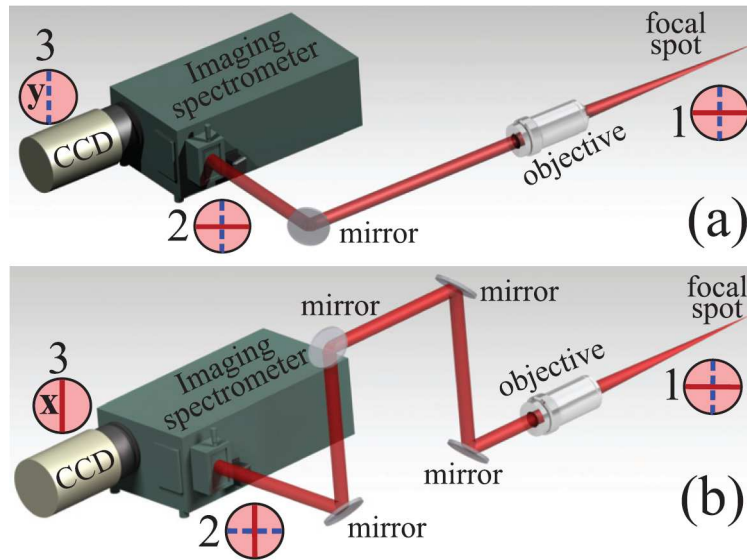


FIGURE 1.1 – **Dispositif expérimental de RIS.** Le faisceau laser focalisé est imagé à l'aide d'un objectif le long de la fente d'entrée d'un spectromètre imageur. Les courbes rouges et bleues pointillées représentent respectivement la coupe transverse horizontale ou verticale de la tache focale à différentes positions dans le dispositif (1, 2 et 3). (a) Dans cette configuration, une coupe verticale de la tache focale est résolue spectralement et enregistrée par une caméra. (b) Dans cette configuration, à l'aide d'un jeu de miroirs, on mesure l'intensité spectrale de la tache focale selon une coupe horizontale.

1.2 Résultats expérimentaux et discussion

1.2.1 Chirp spatial induit par un compresseur

A l'aide de notre dispositif RIS, nous avons mesuré le chirp spatial présent sur une impulsion au foyer induit par le désalignement du dernier réseau du compresseur optique de la chaîne laser UHI 100. A l'instar du laser LUCA, le compresseur est composé d'une paire de réseaux et d'une équerre optique de sorte que l'impulsion effectue deux passages sur chaque réseau (cf. [Figure 2.7](#) de la [Partie I](#)). Pour désaligner le compresseur, nous avons joué sur l'angle de rotation horizontale du dernier réseau. Comme, nous l'avons vu dans la [section 3.3](#) de la [Partie II](#), l'alignement du compresseur intervient comme un point crucial dans le réglage d'une chaîne laser TW pour recompresser correctement l'impulsion et donc pour minimiser sa durée. Puisqu'un compresseur désaligné induit du pulse front tilt sur le faisceau collimaté, l'impulsion focalisée contient alors du chirp spatial.

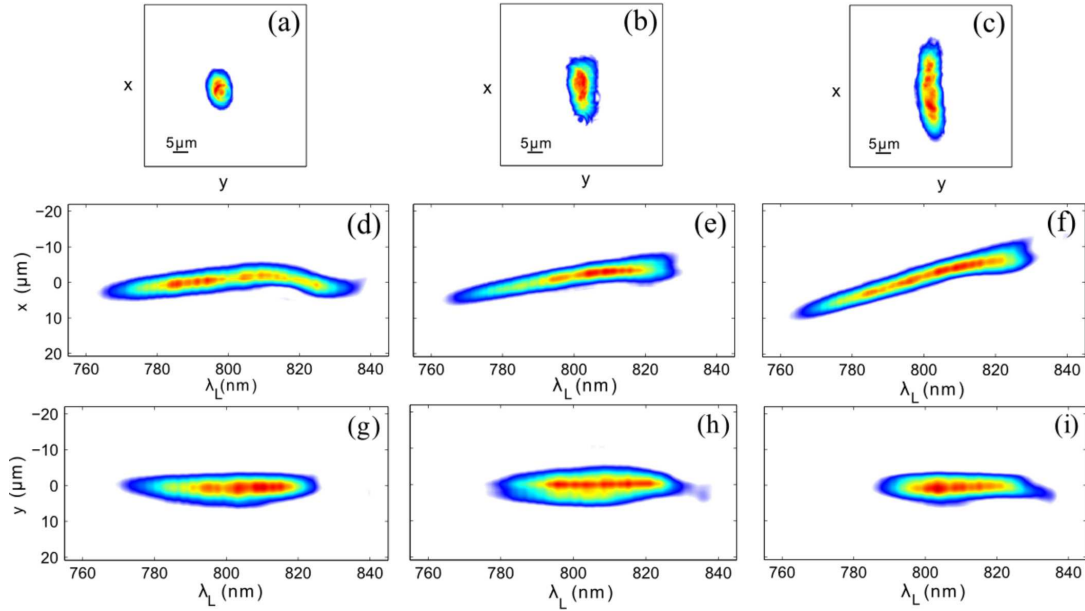


FIGURE 1.2 – **Chirp spatial induit par le désalignement du dernier réseau du compresseur optique de la chaîne laser UHI 100.** (a)-(c) Tâches focales obtenues pour différents angles θ_i de désalignement ($\theta_{(c)} > \theta_{(b)} > \theta_{(a)} = 0$). (d)-(f) Coupes horizontales de la tâche focale résolues spectralement pour les cas décrits en (a)-(c). (g)-(i) Coupes verticales de la tâche focale résolues spectralement pour les cas décrits en (a)-(c).

Sur les taches focales tracées sur la [Figure 1.2.\(a\)-\(c\)](#), on remarque que plus l'angle de désalignement est important, plus la tâche focale est étendue le long de la dimension x (dimension horizontale). Sur la [Figure 1.2](#) sont tracées les coupes horizontale (d)-(f) et verticale (g)-(i) de la tâche focale résolues spectralement pour différents angles de désalignement du dernier réseau du compresseur optique. On remarque clairement, sur les coupes horizontales, que plus le compresseur est désaligné, plus le spectre est incliné et localement étroit. En particulier, le chirp spatial mesuré sur la [Figure 1.2.\(e\)](#) vaut $\frac{\Delta x}{\Delta \lambda} = -1,6 \times 10^2$, tandis que l'on mesure un chirp spatial de $-2,8 \times 10^2$ sur la [Figure 1.2.\(f\)](#). Le plan de rotation du réseau étant horizontal, le désalignement du compresseur n'a pas d'effet sur l'intensité spatio-spectrale mesurée sur une coupe verticale du faisceau comme nous pouvons le voir sur la [Figure 1.2.\(g\)-\(i\)](#).

En outre, on remarque que les spectres mesurés dans la dimension verticale du faisceau sont plus étroits que ceux de la dimension horizontale (cf. Figure 1.2.(g)-(i)). Cela s'explique par le fait que la fente d'entrée du spectromètre imageur est ouverte pour échantillonner une petite partie horizontale, Δx , de la tache focale comme cela est schématisé sur la Figure 1.3.(a). La présence de chirp spatial le long de la dimension horizontale se caractérisant par une focalisation des différentes longueurs d'onde de l'impulsion en différents endroits du plan transverse horizontal, le spectre de la partie de la tache pénétrant la fente d'entrée, représenté en gris sur la Figure 1.3.(b), est alors plus étroit que le spectre intégré spatialement sur l'ensemble du faisceau (cf. courbe cyan sur la Figure 1.3.(b)).

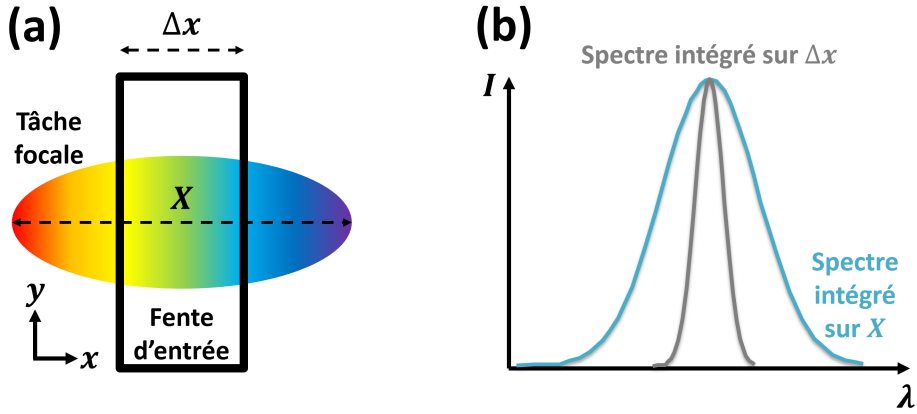


FIGURE 1.3 – Influence de la fente d'entrée sur le spectre d'une impulsion présentant du chirp spatial. (a) La fente d'entrée du spectromètre imageur ne laisse passer qu'une petite partie horizontale Δx de la tache focale présentant du chirp spatial dans la direction horizontale. (b) Spectre intégré spatialement sur l'ensemble de la dimension horizontale X de la tache (courbe bleue) et spectre intégré spatialement sur une petite partie Δx de l'étendue horizontale de la tache (courbe grise) obtenu à l'aide du spectromètre imageur.

1.2.2 Caractérisation de la chaîne laser UHI 100

Dans la sous-section 1.2.1, nous avons montré que notre dispositif RIS permettait de mesurer le chirp spatial linéaire induit par le désalignement du compresseur optique. En regardant plus attentivement la coupe horizontale de l'impulsion résolue spectralement lorsque le compresseur optique est correctement réglé (cf. Figure 1.2.(d)), on remarque la présence d'une courbure résiduelle sur l'intensité spectrale. Ce défaut révèle la présence d'un chirp spatial quadratique, tel que défini dans la section 1.3 de la Partie I.

Sur la Figure 1.5.(a), cette distorsion conduit à des trous dans le spectre local (courbe bleue) que l'on ne retrouve pas sur le spectre intégré (courbe rouge pointillée). Pour mieux appréhender cette distorsion spatio-spectrale d'ordre élevé sur l'amplitude, on va étudier le profil spatio-temporel de l'impulsion au foyer. Ne mesurant pas la phase de l'impulsion avec ce dispositif, nous avons supposé ici une phase spatio-spectrale nulle, c'est-à-dire ne laissant apparaître aucune distorsion. Sur la Figure 1.4.(a) est tracée le profil de l'intensité spatio-temporelle résultant de la transformée de Fourier de la coupe horizontale de la tache focale résolue spectralement sur la Figure 1.2.(d). On remarque que le chirp spatial quadratique rend le profil de l'impulsion temporellement asymétrique. Pour évaluer l'influence de cette distorsion, nous avons comparé cette tache focale spatio-temporelle à celle tracée sur la Figure 1.4.(b) et obtenue pour une im-

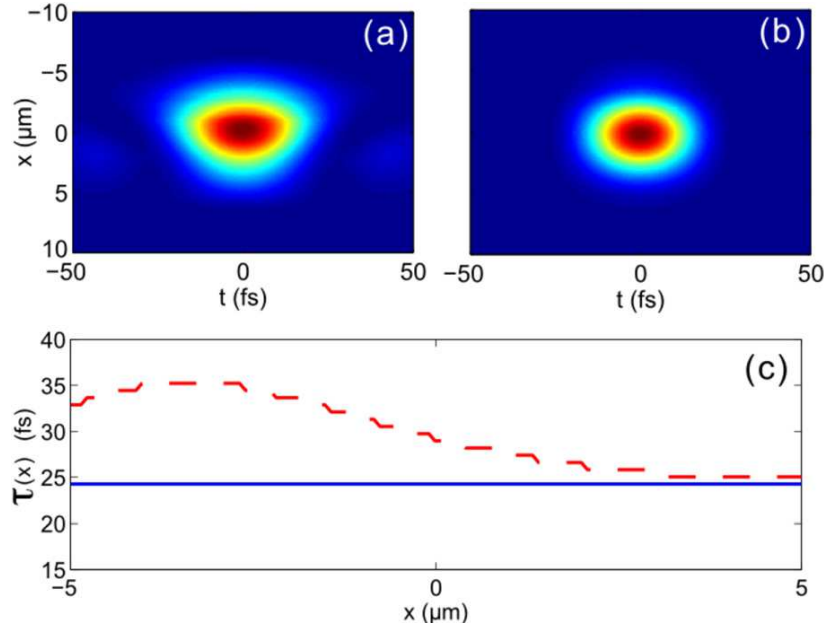


FIGURE 1.4 – **Influence des distorsions spatio-spectrales résiduelles sur le profil spatio-temporel de l'impulsion focalisée.** (a) Tâche focale dans le domaine (x_f, t) obtenue en effectuant une transformée de Fourier de l'amplitude spatio-spectrale mesurée le long de la dimension horizontale (cf. Figure 1.2.(d)). (b) Tâche focale dans le domaine (x_f, t) obtenue dans le cas d'une impulsion parfaite ne présentant pas de distorsion spatio-temporelle. (c) Evolution de la durée d'impulsion à mi-hauteur en fonction de la position x dans le cas (a) (courbe rouge pointillée) et dans le cas (b) (courbe bleue).

pulsion parfaite ayant le même contenu spectral intégré spatialement (cf. courbe rouge pointillée de la Figure 1.5.(a)) en tout point x . Sur la Figure 1.4.(c) sont tracées les durées à mi-hauteur de l'impulsion en fonction de x dans le cas mesuré, présentant du chirp spatial quadratique (courbe rouge pointillée), et dans le cas d'une impulsion parfaite (courbe bleue). On voit alors que cette distorsion spatio-spectrale conduit à une augmentation de la durée d'impulsion par rapport au cas idéal. En comparant ces deux taches focales tracées sur la Figure 1.4.(a) et sur la Figure 1.4.(b), on note également que cette distorsion conduit à une augmentation de la taille de la tache focale. Il en résulte une baisse d'environ 50% de l'intensité maximale au foyer comparée à l'intensité obtenue en l'absence de couplage. On peut rappeler ici, que les taches focales ont été calculées en supposant une phase nulle soit le meilleur cas possible. En pratique, il est probable qu'il existe des distorsions spatio-spectrales affectant également la phase de l'impulsion, ce qui pourrait conduire à une baisse encore plus importante de l'intensité maximale au foyer.

1.2.3 Origine des distorsions spatio-spectrales présent sur UHI 100

Dans cette section, nous allons identifier l'élément de la chaîne laser responsable du chirp spatial présent sur la tache focale. Pour cela, nous allons contourner certains blocs de la chaîne laser tels que les différents étages d'amplification, l'étireur d'Offner ou bien encore le compresseur optique. Les Figure 1.5.(c)-(d) représentent les profils spatio-spectraux de l'impulsion au foyer respectivement le long de l'axe horizontal et vertical lorsque le faisceau laser ne traverse pas le compresseur optique de la chaîne laser. Les deux coupes de l'impulsion sont relativement

similaires contrairement à celles obtenues dans le cas où l'impulsion est recomprimée par le compresseur (cf. Figure 1.5.(a)-(b)). Cela indique clairement que le chirp spatial quadratique, mesuré le long de l'axe horizontal, est généré par le compresseur optique. Cette distorsion pourrait être liée à une imperfection d'un des composants optiques sur lequel se réfléchit le faisceau lorsque les différentes composantes spectrales sont séparées spatialement, soit en l'occurrence le second réseau ou l'équerre optique du compresseur de la chaîne.

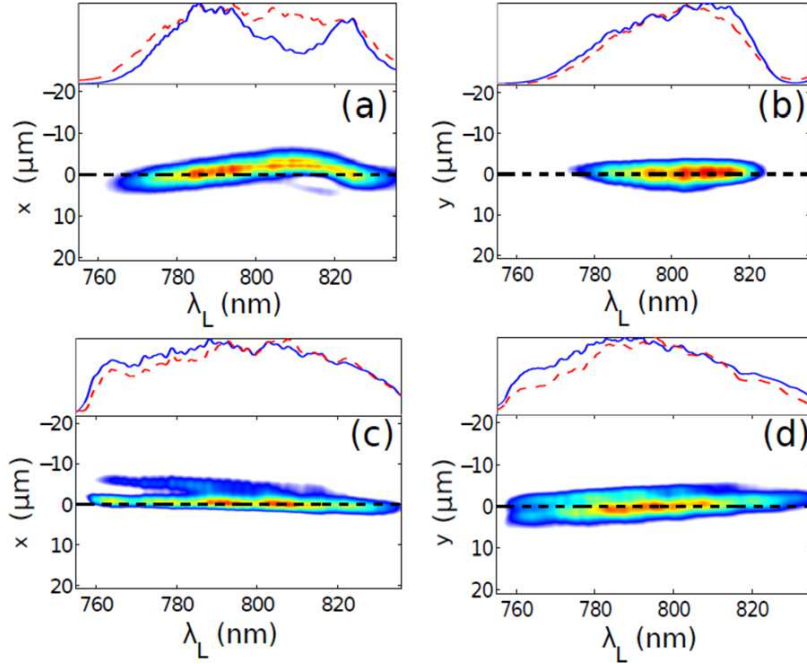


FIGURE 1.5 – **Distorsions spatio-spectrales induites et corrigées par le compresseur optique.** Au-dessus des différents profils de l'intensité spatio-spectrale sont tracés le spectre intégré spatialement (courbe rouge pointillée) et le spectre à la position indiqué par la ligne pointillée noire (courbe bleue). Profil spatio-spectral de l'impulsion mesuré au foyer selon une coupe horizontale (a) ou verticale (b) après avoir été recomprimée par le compresseur. Profil spatio-spectral de l'impulsion mesuré au foyer selon une coupe horizontale (c) ou verticale (d) en évitant le compresseur optique.

On remarque également sur la Figure 1.5.(c)-(d) que même si le compresseur optique génère du chirp spatial quadratique au foyer, il permet également de corriger le chirp spatial linéaire présent à la fois sur les axes horizontal et vertical. Cela illustre le fait que la correction complète des couplages sur une chaîne laser TW est une étape complexe car un élément du laser peut à la fois induire des distorsions spatio-temporelles et en corriger d'autres générées préalablement sur la chaîne.

Chapitre 2

Dispositif permettant une caractérisation spatio-temporelle mono-coup

Sommaire

2.1	Dispositif expérimental	113
2.2	Traitement des données	114
2.3	Implémentation expérimentale et caractéristiques du dispositif	116
2.4	Etude du chirp spatial	117
2.5	Résultats expérimentaux	118
2.5.1	Pulse front tilt induit par un prisme	118
2.5.2	Caractérisation de la chaîne laser LUCA	119
2.6	Conclusion	120

Les objectifs de ce chapitre sont :

1. de proposer une technique de caractérisation spatio-temporelle mono-coup du champ électrique d'une impulsion laser.
2. de définir le traitement du signal à appliquer aux mesures pour reconstruire le profil spatio-spectral de l'impulsion.
3. de déterminer les propriétés du dispositif telles que sa précision ou son échantillonnage spatial et spectral.
4. D'utiliser cette technique pour détecter l'éventuelle présence de distorsions spatio-temporelles sur la chaîne laser LUCA.

2.1 Dispositif expérimental

Dans ce chapitre, l'objectif est de proposer un dispositif de caractérisation spatio-temporelle mono-coup permettant de reconstruire le champ électrique d'une impulsion laser. Pour cela, nous avons développé une variante de TERMITES, appelée SEA TERMITES pour Spectral Encoded Arrangement for a Total E-field Reconstruction from a Michelson Interferometer Transverse Scan. Un schéma de ce dispositif est présenté en [Figure 2.1](#). Le dispositif est analogue à TERMITES à l'exception de l'écran qui a été remplacé par un spectromètre imageur. Ce dernier

permet de résoudre spectralement les interférences spatiales selon une coupe verticale sélectionnée par la fente d'entrée du spectromètre. A l'aide d'une caméra, on enregistre l'interférogramme obtenu comme celui présenté sur la Figure 2.1. Comme nous le détaillerons dans la section suivante, via un filtrage de Fourier de cet interférogramme, il est possible d'extraire l'amplitude et la différence de phase spatio-spectrale selon une coupe verticale du faisceau laser étudié. En d'autres termes, SEA TERMITES permet de réaliser une caractérisation spatio-temporelle selon une dimension spatiale du faisceau à partir d'une seule impulsion. Pour obtenir une caractérisation spatio-temporelle selon les deux dimensions transverses du faisceau, on utilise un miroir positionné sur une platine de translation motorisée permettant de balayer horizontalement le faisceau sur la fente d'entrée du spectromètre. Ainsi, pour chaque position du miroir x_i , on enregistre un interférogramme correspondant à une coupe verticale du faisceau. A l'issue d'une mesure qui n'est plus mono-coup, on obtient alors une caractérisation spatio-spectrale de l'impulsion selon les deux dimensions x et y de l'espace.

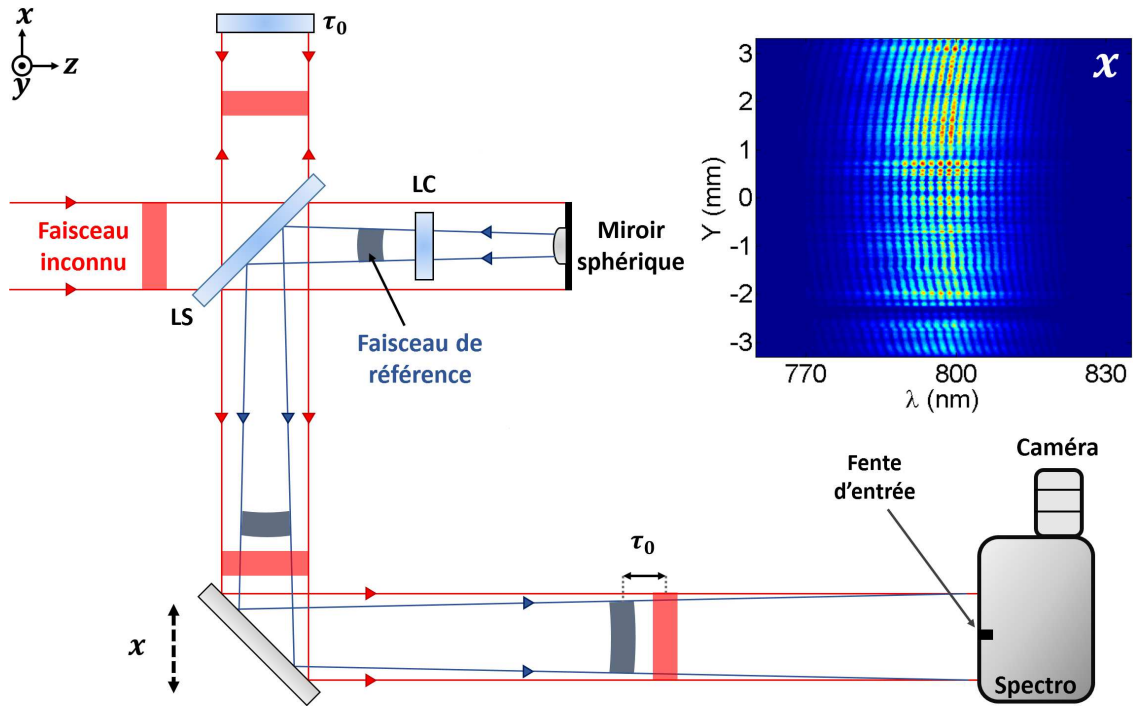


FIGURE 2.1 – **Dispositif expérimental de SEA TERMITES.** LC : lame compensatrice. LS : lame séparatrice. En remplaçant l'écran d'observation de TERMITES par un spectromètre imageur, il est possible de caractériser spatio-spectralement une coupe verticale d'une impulsion laser de façon mono-coup. Une caractérisation selon les deux dimensions de l'espace peut être obtenue en déplaçant le miroir à l'aide d'une platine de translation.

Dans la section suivante, nous présentons le traitement mathématique appliqué aux interférogrammes obtenus qui permet de reconstruire l'amplitude et la différence de phase spatio-spectrales de l'impulsion.

2.2 Traitement des données

A l'aide de SEA TERMITES, on mesure les interférences (cf. Figure 2.2.(a)) entre les faisceaux inconnu et de référence pour un retard fixé, τ_0 , entre les deux bras de l'interféromètre. On a alors

accès à un interférogramme $S(x, y, \omega)$ où y est la dimension verticale du faisceau et x la position horizontale le long de la fente d'entrée du spectromètre :

$$S(x, y, \omega) = |E(x, y, \omega, \tau_0) + E_{ref}^*(x, y, \omega)|^2 \quad (2.1)$$

où E et E_{ref} sont respectivement les champs électriques des faisceaux laser et de référence. En réécrivant l'Équation 2.1 pour faire apparaître l'amplitude et la phase des champs, on obtient :

$$\begin{aligned} S(x, y, \omega) &= A^2(x, y, \omega) + A_{ref}^2(x, y, \omega) \\ &\quad + 2A(x, y, \omega) A_{ref}(x, y, \omega) \cos(\varphi(x, y, \omega) - \varphi_{ref}(x, y, \omega) + \omega \tau_0) \\ &= s_0(x, y, \omega) + s(x, y, \omega) e^{i\omega\tau_0} + s^*(x, y, \omega) e^{-i\omega\tau_0} \end{aligned} \quad (2.2)$$

où $s(x, y, \omega) = 2A(x, y, \omega) A_{ref}(x, y, \omega) e^{i(\varphi(x, y, \omega) - \varphi_{ref}(x, y, \omega))}$ est le terme contenant le produit des amplitudes $A(x, y, \omega) A_{ref}(x, y, \omega)$ et la différence de phase $\varphi(x, y, \omega) - \varphi_{ref}(x, y, \omega)$ en x selon la dimension y du faisceau laser. $s_0(x, y, \omega) = A^2(x, y, \omega) + A_{ref}^2(x, y, \omega)$ correspond à la somme incohérente du faisceau de référence et du faisceau inconnu. Pour extraire, le terme $s(x, y, \omega)$ de l'Équation 2.2, on effectue une transformée de Fourier 1D de l'interférogramme selon la dimension spectrale :

$$\tilde{S}(x, y, t) = \underbrace{\tilde{s}_0(x, y, t) \otimes \delta(t)}_{\text{Terme central (pic en } t=0)} + \underbrace{\tilde{s}(x, y, t) \otimes \delta(t - \tau_0)}_{\text{Terme périphérique 1 (pic en } t=\tau)} + \underbrace{\tilde{s}^*(x, y, t) \otimes \delta(t + \tau_0)}_{\text{Terme périphérique 2 (pic en } t=-\tau)} \quad (2.3)$$

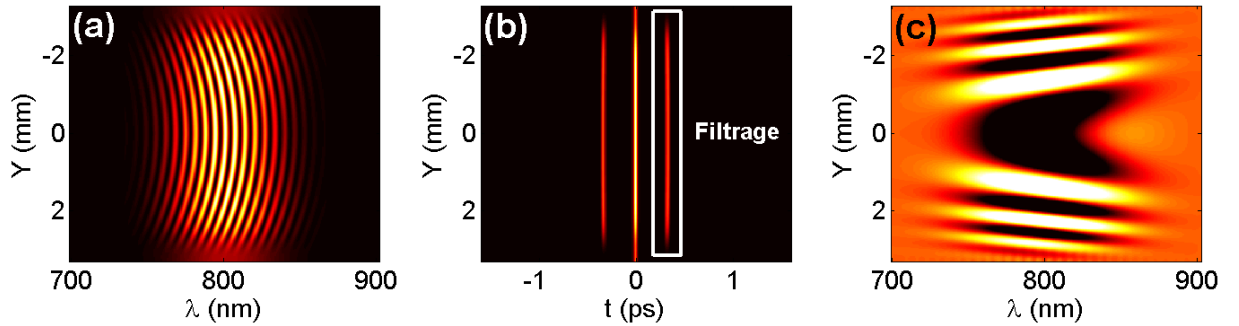


FIGURE 2.2 – **Traitement des données.** (a) Interférogramme SEA TERMITES simulé pour un faisceau gaussien centré à 800 nm et présentant une largeur à mi-hauteur de 50 nm. Le délai entre les deux bras de l'interféromètre vaut $\tau_0 \simeq 65 \text{ fs}$. (b) Transformée de Fourier de l'interférogramme obtenu en (a). (c) Partie réelle de la fonction complexe obtenue après avoir réalisé la transformée de Fourier d'un des pics périphériques présent en (b) et effectué une démodulation du champ (cf. section 2.1).

La transformée de Fourier de l'interférogramme représentée sur la Figure 2.2.(b) laissent apparaître trois pics correspondant aux trois termes de l'Équation 2.3. Symétriquement autour du pic central, se trouvent deux pics périphériques qui correspondent à la transformée de Fourier de la fonction $s(x, y, \omega)$ (et de son conjugué). Afin d'avoir accès à cette fonction, on effectue une transformée de Fourier inverse du pic périphérique, centré en $t = \tau_0$, ce qui aboutit à la fonction complexe $s(x, y, \omega)$ dont la partie réelle est tracée sur la Figure 1.3.(c). Pour que les pics latéraux (centrés en $t = \tau_0$) et le pic central (centré en $t = 0$) ne se chevauchent pas, il est

nécessaire d'ajuster le délai τ_0 entre les deux bras de l'interféromètre afin qu'il soit suffisamment grand pour qu'un des pics latéraux puisse être filtré correctement.

Une fois la fonction $s(x, y, \omega)$ déterminée, le traitement pour isoler l'amplitude $A(x, y, \omega)$ et la différence de phase $\Delta\varphi(x, y, \omega)$, notamment en éliminant la courbure du faisceau de référence, est identique à celui de TERMITES présenté dans la [section 1.4](#) de la [Partie III](#). En appliquant les mêmes hypothèses et les mêmes opérations, on peut donc reconstruire l'amplitude $A(x, y, \omega)$ et la différence de phase $\Delta\varphi(x, y, \omega)$ spatio-spectrales du faisceau laser étudié :

$$A(x, y, \omega) = e^{\ln(\text{Re}[s(x, y, \omega)]) - \ln(\text{Re}[s(x_0, y_0, \omega)])} \quad (2.4a)$$

$$\Delta\varphi(x, y, \omega) = \text{Im} \left[\ln(s(x, y, \omega)) - \frac{\omega}{\omega_0} \ln(s(x, y, \omega_0)) \right] \quad (2.4b)$$

2.3 Implémentation expérimentale et caractéristiques du dispositif

L'interféromètre étant identique pour TERMITES et SEA TERMITES, un miroir amovible est utilisé en pratique pour envoyer le faisceau vers le spectromètre imageur (SEA TERMITES) ou vers l'écran (TERMITES), ce qui permet de passer d'une technique à l'autre très rapidement. Comme il s'agit du même interféromètre, nous invitons le lecteur à se référer au [chapitre 2](#) de la [Partie III](#) en ce qui concerne les caractéristiques de l'implémentation de l'interféromètre (optiques utilisées, propriétés du faisceau de référence, stabilité...).

Échantillonnage spectral

A l'instar de SEA TADPOLE, l'échantillonnage spectral de SEA TERMITES dépend entièrement du spectromètre imageur et de la caméra utilisée. En pratique, puisque nous utilisons le même couple spectromètre-caméra, nous disposons de 1024 pixels sur une bande spectrale de 305 nm, ce qui équivaut à un pas d'échantillonnage valant : $\delta\lambda = 0,3 \text{ nm}$. Les profils spectraux des impulsions délivrées par les chaînes lasers LUCA ou la UHI 100 sont donc reconstruits respectivement avec 150 et 300 points.

Échantillonnage spatial

L'échantillonnage spatial dépend pour sa part de la dimension (horizontale ou verticale). Selon l'axe vertical, l'échantillonnage spatial dépend de la taille de la fente d'entrée du spectromètre imageur et du nombre de pixels sur la caméra. En effet, avec ce dispositif, il n'est pas possible de reconstruire l'impulsion sur une région Δy plus grande que la dimension de la fente d'entrée du spectromètre : $\Delta y \leq 6,5 \text{ mm}$. La caméra comportant $N = 256$ pixels le long de la dimension y , cela aboutit à un pas d'échantillonnage valant : $\delta y = \Delta y / N \geq 25 \mu\text{m}$, c'est-à-dire au minimum la taille du pixel. L'échantillonnage spatial selon l'axe horizontal est donné par le pas, δx , avec lequel le miroir plan est déplacé sur la région Δx . Les paramètres Δx et δx résultent uniquement du choix de l'utilisateur. A l'image de l'échantillonnage spatial de SEA TADPOLE, il s'agit d'un compromis entre temps d'acquisition et finesse de la reconstruction spatiale. Dans les faits, un pas d'échantillonnage valant $\delta x = 100 \mu\text{m}$ s'avère plus que suffisant pour reconstruire correctement le profil du faisceau laser analysé. Concernant la plage Δx sur laquelle l'impulsion est reconstruite, elle doit être égale au diamètre D du faisceau laser étudié si l'on souhaite une reconstruction complète.

Temps d'acquisition

Le choix de l'échantillonnage spatial selon la dimension horizontale détermine également la durée d'une mesure SEA TERMITE. Si le miroir est déplacé sur une plage Δx avec un pas δx , le temps, T , nécessaire à une mesure est alors donné par :

$$T \geq \frac{N}{f_{rep}} = \frac{\Delta x}{f_{rep} \delta x} \quad (2.5)$$

où $N = \frac{\Delta x}{\delta x}$ est le nombre de points nécessaires à une caractérisation complète du faisceau et f_{rep} la fréquence de répétition du laser. A l'aide de l'Équation 2.5, on peut déterminer la durée d'une caractérisation des lasers LUCA et UHI 100 en prenant un pas d'échantillonnage de 0,1 mm, sachant que ces faisceaux ont un diamètre de 2,5 cm et 8 cm, et une fréquence de répétition f de 10 Hz et 20 Hz :

$$T_{LUCA} \simeq 12,5 \text{ s} \quad (2.6a)$$

$$T_{UHI 100} \simeq 100 \text{ s} \quad (2.6b)$$

Ici, contrairement à TERMITEs, le volume des données est beaucoup moins important puisque chaque interférogramme SEA TERMITE contient 256×1024 pixels. Il est par conséquent possible avec cette technique d'atteindre des durées d'acquisition autour d'une à deux minutes, soit dix fois plus courtes que celles de TERMITEs.

2.4 Etude du chirp spatial

En présence de chirp spatial, le spectre du faisceau laser à caractériser dépend de la position dans le faisceau. Ainsi, le faisceau de référence n'étant constitué que d'une petite partie du faisceau incident, les spectres du faisceau de référence, $\Delta\lambda_{ref}$, et du faisceau inconnu, $\Delta\lambda_{inc}$, vont alors être différents en certains points de l'espace comme on peut le voir sur la Figure 2.3.

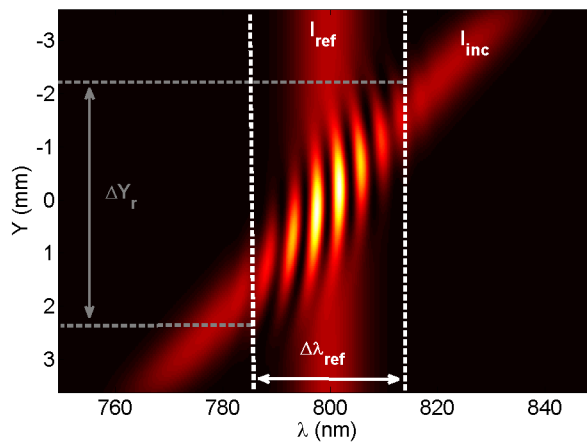


FIGURE 2.3 – **Influence du chirp spatial sur un interférogramme SEA TERMITEs.** I_{ref} : Intensité du faisceau de référence. I_{inc} : Intensité du faisceau inconnu. ΔY_r : étendue spatiale sur laquelle le faisceau inconnu interfère avec le faisceau de référence. $\Delta\lambda_{ref}$ étendue spectrale du faisceau de référence.

Les franges d'interférence et donc la reconstruction de l'amplitude et de la phase de l'impulsion ne sont alors obtenues qu'aux longueurs d'onde où les deux spectres se superposent, soit seulement sur la région ΔY_r . Cependant, contrairement à TERMITES, on peut clairement identifier la présence de chirp spatial puisque le spectre du faisceau inconnu est incliné.

Afin de mesurer le chirp spatial présent sur un faisceau laser, une solution envisageable est d'utiliser le dispositif RIS présenté dans le chapitre 1. On remarquera d'ailleurs ici qu'en bloquant le bras de l'interféromètre contenant le miroir divergent, on obtient un système analogue à RIS. En balayant le miroir à l'aide de la platine de translation, l'amplitude spectrale peut alors être mesurée selon les deux dimensions de l'espace, ce qui permet de détecter la présence de chirp spatial sur l'impulsion.

2.5 Résultats expérimentaux

2.5.1 Pulse front tilt induit par un prisme

Dans cette section, nous allons étudier le pulse front tilt induit par un prisme sur les impulsions lasers délivrées par la chaîne laser LUCA. Le prisme étudié ici présente un angle de 10° et est fabriqué en BK7. Le faisceau laser se propageant normalement à la face d'entrée du prisme, le pulse front tilt généré théoriquement (cf. Équation 2.9 de la Partie I) par ce dernier vaut donc : $\xi_{th} = 9,52 fs.mm^{-1}$.

Sur la Figure 2.4, sont tracées les parties réelles des champs électriques mesurés sur une seule impulsion avant (a) et après (b) le prisme par notre dispositif. On note clairement le pulse front tilt généré par le prisme sur la Figure 2.4.(b), où l'impulsion est inclinée par rapport au front d'onde.

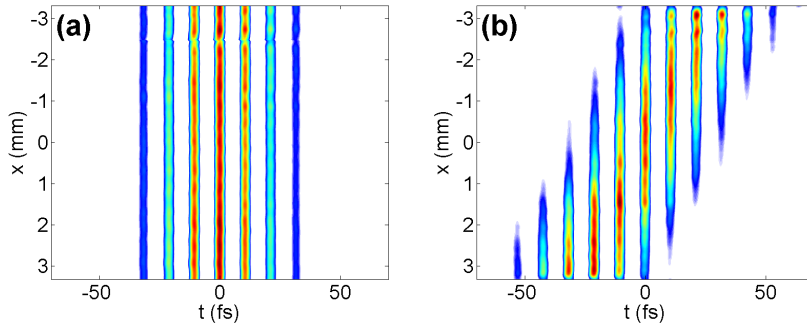


FIGURE 2.4 – **Pulse front tilt induit par un prisme.** Partie réelle du champ électrique (après démodulation) mesurés avant (a) et après (b) avoir traversé le prisme.

En effectuant la différence entre les pulse front tilt calculés avant et après le prisme, nous obtenons : $\xi_{mesure} = 8,64 fs.mm^{-1}$, ce qui correspond à une erreur de 8,6 % par rapport à la théorie. A l'instar de la mesure réalisée avec TERMITES dans la section 3.1 de la Partie III, cet écart s'explique principalement par le fait que le ratio γ entre le diamètre de la région de référence et celui du faisceau laser est d'environ 10 %. Par conséquent, comme nous l'avons vu en section 2.2, le faisceau de référence n'a pas un profil spatio-temporel parfait mais contient un pulse front tilt valant : $\xi_{ref} = \xi_{mesure} / (\gamma^{-1} - 1)$. En prenant cela en compte et en effectuant une série de 50 mesures, on peut déterminer le pulse front tilt ξ_{exp} induit par le prisme :

$$\xi_{exp} = \xi_{mesure} + \xi_{ref} = \frac{\xi_{mesure}}{1 - \gamma} = 9,6 \pm 0,04 fs.mm^{-1} \quad (2.7)$$

En comparant cette valeur à la théorie, cela conduit à une erreur de 0,8 % qui dénote l'excellente précision de la technique lorsque l'on prend en compte les distorsions du faisceau de référence.

2.5.2 Caractérisation de la chaîne laser LUCA

Dans cette section, nous allons caractériser la chaîne laser LUCA selon les deux dimensions transverses x et y . Sur la Figure 2.5 sont tracés différents paramètres du faisceau mesuré faisant apparaître de très légères distorsions spatio-temporelles. La première (respectivement la deuxième) ligne de cette figure représente la coupe verticale (respectivement horizontale) du faisceau. En particulier, on mesure un pulse front tilt résiduel d'environ $\xi_y \simeq 0,3 \text{ fs.mm}^{-1}$ sur les 6,5 mm de faisceau étudiés selon la dimension verticale (cf. Figure 2.5. (a)). Selon les 30 mm de l'axe horizontal (cf. Figure 2.5. (d)), on n'observe aucune différence significative entre le front d'onde et le front d'impulsion. Les graphes tracés sur la deuxième colonne de la Figure 2.5 représentent l'évolution spatiale de la dispersion du délai de groupe selon les dimensions horizontale (b) et verticale (e). Les valeurs mesurées ici sont relativement faibles et n'ont pas d'influence sur la durée d'impulsion au foyer.

La caractérisation réalisée sur le laser LUCA ne montre donc aucune distorsion importante à l'inverse de la mesure effectuée sur le laser UHI 100 dans la section 3.3 de la Partie III comme on peut le voir sur les intensités spatio-spectrales tracées sur la Figure 2.5.(c)-(f). Cela met en lumière le fait, que comme on pouvait s'y attendre, une chaîne laser délivrant des faisceaux de grands diamètres et ayant un spectre large sont plus susceptibles de présenter des distorsions spatio-temporelles importantes conduisant à une baisse potentiellement importante de l'intensité au foyer.

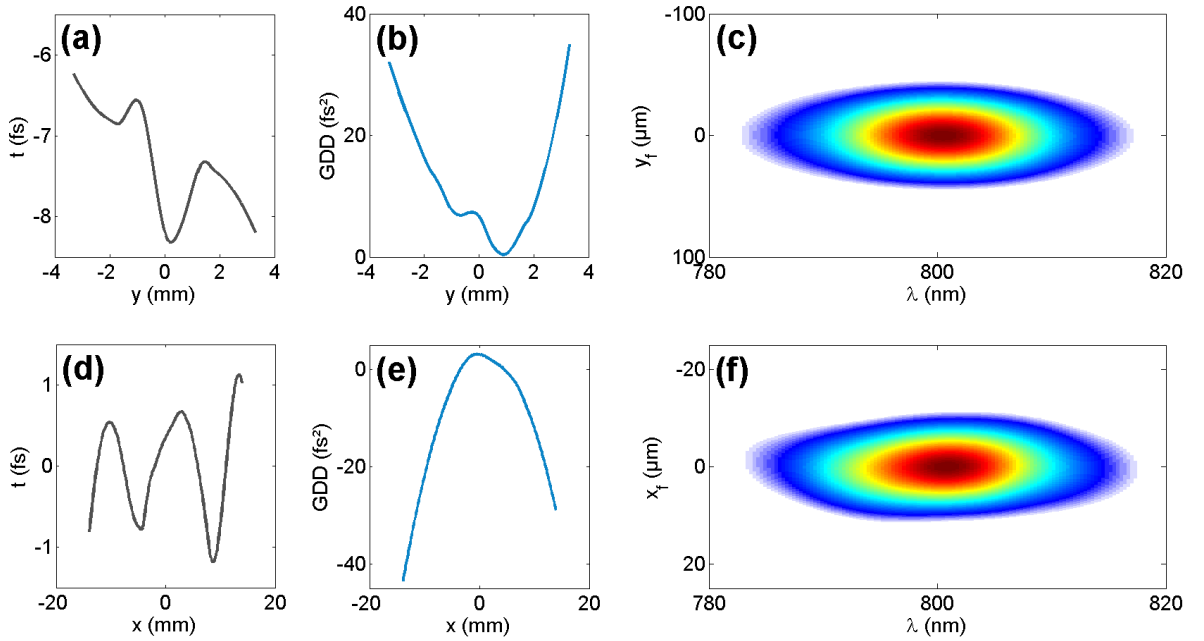


FIGURE 2.5 – **Caractérisation de la chaîne laser LUCA.** La première (respectivement la deuxième) ligne de la figure représente les résultats obtenus pour une coupe verticale (respectivement horizontale) du faisceau. (a)-(d) Pulse front tilt. (b)-(e) Dispersion du délai de groupe en fonction de la position. (c)-(f) Intensité spatio-spectrale de l'impulsion au foyer calculé à partir d'une transformée de Fourier spatiale 1D du champ électrique mesuré dans le domaine (x, y, ω) .

Il est important de noter ici que les résultats de la caractérisation du laser LUCA réalisée avec SEA TERMITES ne peuvent pas réellement être comparés à ceux obtenus avec SEA TADPOLE dans la [chapitre 3](#) de la [Partie II](#), d'une part, car ces deux caractérisations n'ont pas été réalisées sur la même sortie de la chaîne LUCA et, d'autre part, car plus de deux ans séparent ces deux mesures.

2.6 Conclusion

Dans cette partie, nous avons présenté deux techniques de caractérisation spatio-temporelle, mono-coup selon une des deux dimensions transverses du faisceau. La première de ces techniques, appelée RIS, permet de reconstruire l'intensité spatio-spectrale d'une impulsion laser à l'aide d'un dispositif simplement composé d'un spectromètre imageur et d'une caméra. Nous avons adapté cette technique à la mesure des impulsions délivrées par la chaîne UHI 100, ce qui nous a permis de caractériser l'intensité spatio-spectrale au foyer. Ces mesures ont révélé la présence de chirp spatial quadratique selon la dimension horizontale du faisceau provenant d'un défaut du compresseur optique.

Afin d'obtenir un dispositif mono-coup permettant une caractérisation spatio-temporelle de l'amplitude et de la phase, nous avons également présenté une nouvelle implémentation de TERMITES où l'écran d'observation est remplacé par un spectromètre imageur. Le principe de ce dispositif, appelé SEA TERMITES, est de résoudre spectralement les franges spatiales résultants des interférences entre le faisceau inconnu et le faisceau de référence. A l'aide de cette technique, nous avons finalement pu caractériser le laser LUCA. Cette caractérisation n'a mis en lumière aucune distorsion susceptible d'entraîner une baisse importante de l'intensité délivrée au foyer par la chaîne laser.

Conclusion et perspectives

L'objectif initial de cette thèse était de développer des dispositifs de mesure spatio-temporelle afin de pouvoir caractériser les chaînes lasers TW. Il est particulièrement important de caractériser ce type d'installation à la fois en espace et en temps car les impulsions délivrées par ces lasers combinent généralement un grand diamètre et un spectre large. De ce fait, il arrive très fréquemment que les propriétés spectrales de l'impulsion dépendent de l'espace et réciproquement. La présence de couplages spatio-temporels sur l'impulsion conduit généralement à une augmentation de la durée d'impulsion et/ou à un élargissement de la tache focale, ce qui induit alors une diminution de l'intensité maximale des impulsions au foyer.

Si, au début de ma thèse, il existait déjà un certain nombre de techniques de mesure spatio-temporelle, elles n'avaient jamais été utilisées pour réaliser des caractérisations de chaînes lasers délivrant plus de 1 GW, soit 10^5 fois moins que la puissance nominale du laser UHI 100. En pratique, les contraintes imposées par ce type d'installation dues aux intensités très importantes (jusqu'à 10^{19} W.cm⁻² au foyer du laser UHI 100) et aux grandes tailles de faisceaux nous ont poussé à développer de nouveaux dispositifs de mesure.

Au cours de la première partie de ce travail de thèse, nous avons travaillé sur plusieurs techniques de mesure. Le premier dispositif que nous avons mis en œuvre, RED SEA TADPOLE, est une variante d'une technique déjà existante dont le principe est de résoudre spectralement les interférences spatiales entre deux points du faisceau. Cependant, l'utilisation de fibres optiques au sein du dispositif induisant certaines limitations expérimentales, nous avons décidé, dans un second temps, de développer TERMITES une technique de corrélation croisée permettant une mesure spatio-temporelle de chaîne laser de haute-puissance. Le principe de ce nouveau dispositif a donné lieu à un dépôt de brevet [76]. Nous avons aussi proposé dans cette étude une variante de cette technique permettant une mesure mono-coup selon l'une des deux dimensions transverses de l'impulsion laser.

La deuxième partie importante de mon travail de thèse a consisté à caractériser spatio-temporellement les chaînes lasers TW utilisées par le groupe PHI. Dans un premier temps, à l'aide de RED SEA TADPOLE, nous avons pu caractériser une des sorties du laser 100 GW LUCA ce qui a conduit à une publication dans Optics Letters [70]. Puis, à l'aide du dispositif TERMITES, nous avons pu caractériser la chaîne laser 100 TW UHI 100. Les résultats de cette caractérisation effectuée avec TERMITES donneront lieu à la rédaction d'un article [77].

A la fin de cette conclusion, nous présenterons les perspectives qu'ouvrent l'ensemble de ces travaux expérimentaux. Nous aborderons notamment les projets à court et moyen terme et nous discuterons de nouveaux dispositifs permettant de relever le défi d'une caractérisation de lasers Pétawatt comme la chaîne Apollon actuellement en construction sur le plateau de Saclay.

A. Les dispositifs de caractérisation spatio-temporelle développés

RED SEA TADPOLE

RED SEA TADPOLE est le premier dispositif sur lequel nous avons travaillé durant cette thèse. Le dispositif expérimental de cette technique est présenté sur la Figure 6. Il s'agit d'une variante de SEA TADPOLE [52, 54, 66] dont le principe est de résoudre spectralement les franges spatiales dues aux interférences entre un point de référence et un autre point du faisceau. Le dispositif que nous avons développé s'avère particulièrement adapté à la caractérisation spatio-temporelle d'impulsions délivrées par des chaînes lasers de haute-puissance puisque les mesures sont effectuées sur le faisceau collimaté afin d'éviter les problèmes rédhibitoires d'une mesure au foyer, tels que les fluctuations de pointé du laser. De plus, pour prendre en compte les fluctuations de phase induites par des variations thermiques et mécaniques au sein de la paire de fibres, nous avons ajouté une source de lumière cohérente large bande au dispositif originel. Cela nous a permis de reconstruire correctement le front d'onde de l'impulsion et d'être en mesure d'identifier des couplages spatio-temporels comme le pulse front tilt ou le pulse front courbure.

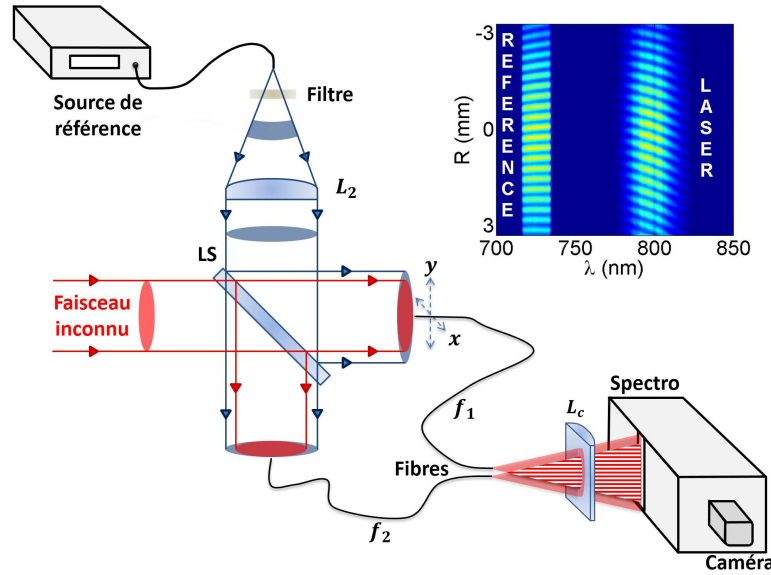


FIGURE 6 – Dispositif expérimental de RED SEA TADPOLE. L_C : lentille cylindrique, LS : lame séparatrice.

L'avantage de ce dispositif est qu'il est relativement facile à mettre en œuvre car il n'est composé que de deux platines de translation permettant de balayer une des fibres dans le faisceau, de fibres optiques, d'un spectromètre et d'une source de référence. Cependant, notre dispositif comporte un certain nombre de limitations dues à l'utilisation de fibres optiques. Du fait de la taille de leurs cœurs ($5 \mu m$), l'énergie collectée par les fibres est très faible. Cela s'est avéré problématique lors de l'utilisation de la source de référence, dont la faible énergie a nécessité l'utilisation de fibres disposant de micro-lentilles, permettant de collecter plus de lumière. De plus, le changement aléatoire de polarisation observé entre les deux faisceaux lors de leur propagation dans les fibres a entraîné une diminution du contraste des franges allant parfois jusqu'à l'impossibilité de réaliser une caractérisation spatio-temporelle. En particulier, ces problèmes de changement de polarisation ont rendu inutilisable la seconde version de notre dispositif destinée à caractériser la chaîne laser UHI 100.

TERMITES

Le second dispositif que nous avons développé s'appelle TERMITES, pour Total E-field Reconstruction from a Michelson Interferometer TEMPoral Scan. Un schéma du montage expérimental est présenté sur la Figure 7. Il s'agit d'un interféromètre de Michelson dont un des deux miroirs plans a été remplacé par un miroir convexe. De cette façon, le faisceau laser à caractériser interfère avec un faisceau issu d'une petite partie du faisceau incident. Lorsque cette zone est suffisamment petite pour que ses propriétés spectrales ne varient pas spatialement, on obtient un faisceau de référence. En faisant varier le retard, τ , entre les deux bras de l'interféromètre, on réalise une corrélation croisée linéaire entre le faisceau de référence et le faisceau inconnu. En appliquant un traitement mathématique à l'interférogramme à trois dimensions (x, y, τ) mesuré, il est possible de déterminer l'amplitude et la phase spatio-spectrales du faisceau laser étudié.

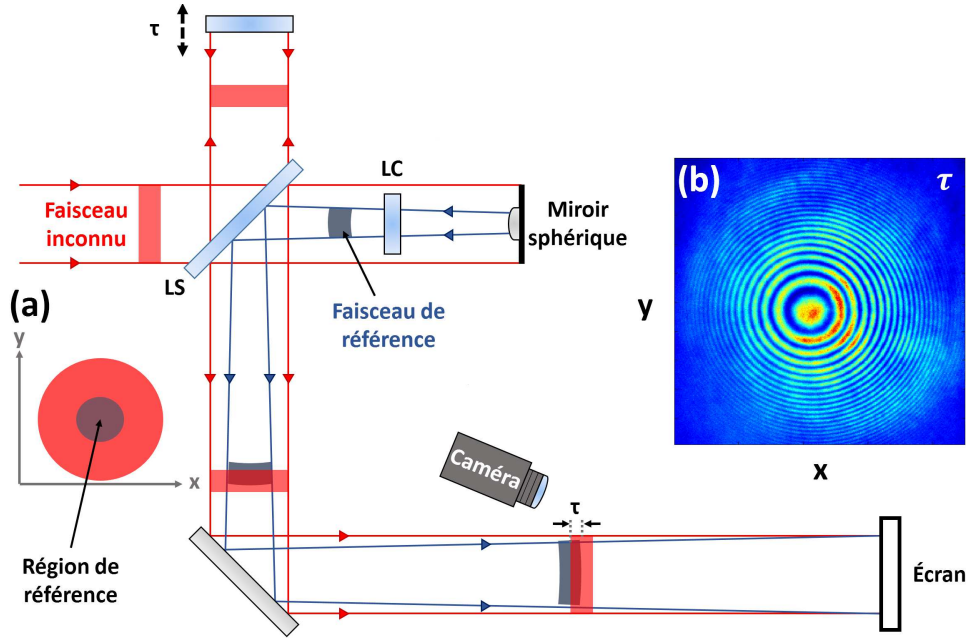


FIGURE 7 – Dispositif expérimental de TERMITES. LC : lame compensatrice, LS : lame séparatrice.

Un des avantages de TERMITES est que la mesure nécessite d'enregistrer une série d'interférogrammes en ne faisant varier qu'une seule des trois dimensions de l'impulsion (x, y, t) , à savoir le délai τ entre les deux bras de l'interféromètre. La limitation de notre technique est due au fait que le faisceau de référence soit divergent. En effet, la différence de courbure entre les deux faisceaux qui interfèrent induit un délai radial τ_r qui nécessite d'augmenter la plage temporelle sur laquelle on réalise la caractérisation afin de reconstruire correctement l'intégralité du faisceau étudié. De plus l'existence de ce délai radial a pour conséquence de resserrer les franges au fur et à mesure que l'on s'éloigne du centre comme nous pouvons le voir sur l'interférogramme de la Figure 7. Il est alors nécessaire d'utiliser une caméra avec un très grand nombre de pixels pour résoudre l'intégralité des franges, ce qui a pour conséquence de générer un volume de données important (une dizaine de gigaoctets par mesure).

SEA TERMITES

Après avoir travaillé sur SEA TADPOLE et TERMITES, nous avons développé une technique de caractérisation spatio-temporelle mono-coup, appelée SEA TERMITES, dont le dispositif expérimental est schématisé sur la Figure 8. Il s'agit d'une variante de TERMITES où l'écran d'observation est remplacé par un spectromètre imageur. De cette façon, les franges spatiales obtenues en faisant interférer le faisceau inconnu avec le faisceau de référence sont résolues spectralement. On obtient alors une mesure spatio-spectrale mono-coup du champ électrique selon la dimension verticale, qui est celle de la fente d'entrée du spectromètre imageur. Pour obtenir une caractérisation selon les deux dimensions transverses, il suffit de balayer le faisceau horizontalement, à l'aide d'un miroir et d'une platine de translation, de façon à enregistrer un interférogramme à chaque position x du miroir.

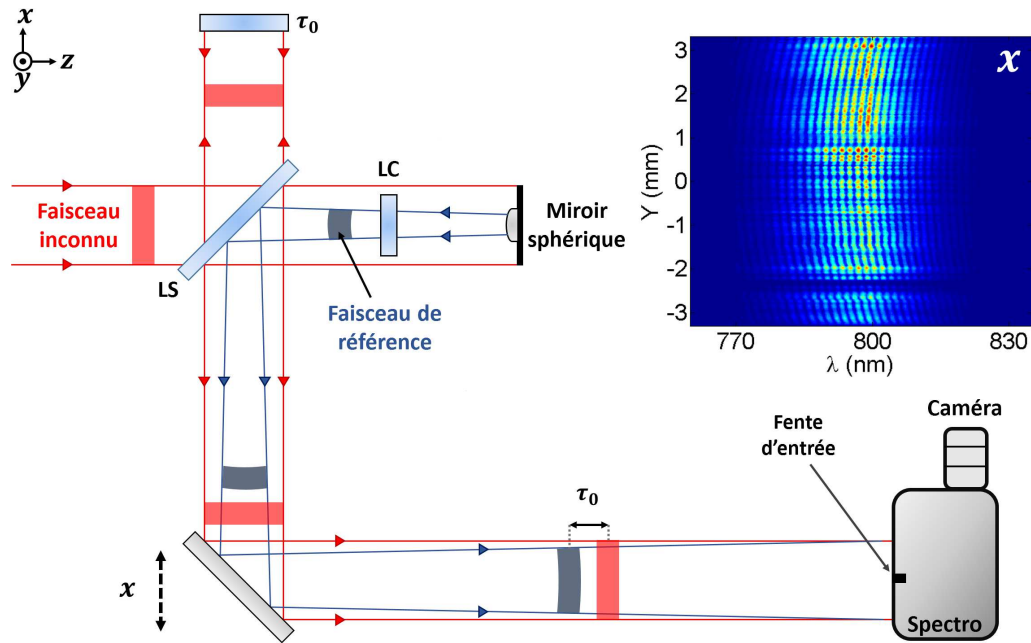


FIGURE 8 – Dispositif expérimental de SEA TERMITES. LC : lame compensatrice, LS : lame séparatrice.

Si cette technique permet une caractérisation spatio-temporelle mono-coup selon une dimension spatiale, cette mesure n'est cependant réalisée que sur les 6,5 mm du faisceau sélectionnés par la fente d'entrée du spectromètre imageur. Lorsque l'on souhaite caractériser des faisceaux de plus grand diamètre, le champ électrique n'est alors reconstruit que sur une partie du faisceau.

Comparaison des différentes techniques

Au début de cette thèse, les quatre techniques de caractérisation spatio-temporelle existantes n'étaient pas réellement adaptées à la caractérisation de chaînes lasers femtosecondes de haute-puissance telles UHI 100. En effet, outre leur relative complexité et leur coût, des dispositifs comme SPIDER 2D ou HAMSTER nécessitent un système optique pour réduire la taille du faisceau. L'utilisation d'un télescope complexifie le montage expérimental et présente le risque de générer des distorsions sur le faisceau s'il n'est pas parfaitement aligné. Le dispositif STRIPED FISH étant limité à des faisceaux dont la largeur spectrale à mi-hauteur est inférieure à 50 nm,

il ne pouvait pas non plus être utilisé pour caractériser des impulsions de durée inférieure à 30 fs comme celles délivrées par le laser UHI 100. Par ailleurs, les fluctuations de pointé couplées aux très hautes intensités au foyer des chaînes TW ne permettaient pas de caractériser ce type d'installation avec SEA TADPOLE.

Sur le [Tableau 1](#), nous avons répertorié certaines propriétés (type de mesure, coût, complexité) des quatre techniques existantes au début de cette thèse ainsi que les trois dispositifs que nous avons développés pour caractériser des chaînes laser femtosecondes de haute-puissance. On voit sur le [Tableau 1](#) que TERMITES est le seul dispositif réellement adapté à la mesure de laser TW. En effet, les problèmes induits par l'utilisation de fibres optiques, dont nous n'avions pas conscience au début, rendent RED SEA TADPOLE peu fiable. De plus, SEA TERMITES ne permet pas de caractériser l'intégralité du faisceau selon la dimension verticale. Les seuls désavantages de TERMITES sont sa durée d'acquisition (environ 20 min pour UHI 100) et la densité des franges en bord de faisceau. Ce dernier point limite en pratique la reconstruction du profil de l'impulsion sur une région d'environ 2 cm. Cependant, il suffit d'augmenter la distance d'observation pour diminuer le nombre de franges afin de reconstruire l'intégralité du faisceau.

Propriétés des techniques	Nom de la technique			
	SPIDER 2D	STRIPED FISH	HAMSTER	SEA TADPOLE
Mono-coup	oui, 1D	oui, 2D	non	non
Mesure	absolue	relative	absolue	relative
Coût	\$\$\$	\$	\$\$	\$
Complexité	* * *	**	**	*
Limitations	$D_{max} \approx 5 \text{ mm}$	Échantillonnage spectral limité $\Delta\lambda < 50 \text{ nm}$	$D_{max} \approx 2 \text{ mm}$	Artéfacts Fibres optiques Mesure au foyer
	RED SEA TADPOLE		TERMITES	SEA TERMITES
Mono-coup	non		non	oui, 1D
Mesure	relative		relative	relative
Coût	\$		\$	\$\$
Complexité	**		*	*
Limitations	Problèmes dus aux fibres (énergie collectée, fluctuations de phase, changement de polarisation)		t_{mesure} Densité des franges	$D_{max} \approx 6.5 \text{ mm}$ selon la dimension horizontale

TABLE 1 – Tableau comparatif des différentes techniques de caractérisation spatio-temporelle disponibles à l'issue de cette thèse.

Problème lié au chirp spatial

Les trois techniques de mesure que nous avons développées durant cette thèse sont toutes basées sur l'interférométrie. De ce fait, la présence de chirp spatial sur le faisceau laser à caractériser peut avoir une influence importante sur la reconstruction du profil de l'impulsion à l'issue d'une mesure. En effet, en présence de chirp spatial, le spectre du faisceau laser à caractériser dépend de la position. Les franges d'interférence et donc la reconstruction du champ électrique ne sont alors obtenues qu'aux longueurs d'onde où les spectres des faisceaux inconnu et de référence qui interfèrent se recouvrent.

Afin de mesurer l'intensité spatio-spectrale et d'identifier le chirp spatial présent sur un faisceau laser, nous avons proposé trois techniques différentes au cours de cette étude qui sont

schématisées sur la Figure 9. La première solution pour déceler la présence de chirp spatial consiste à balayer une fibre optique dans le faisceau laser (cf. Figure 9.(a)). De cette façon, le spectre de l'impulsion est mesuré à chaque position (x, y) de la fibre. En pratique, il est possible de réaliser cette mesure à l'aide de RED SEA TADPOLE, simplement en bloquant la fibre fixe et en déplaçant l'autre fibre dans le faisceau. Sur la Figure 9.(b) est schématisé un dispositif d'auto-corrélation permettant de déceler la présence de chirp spatial. Il s'agit d'un interféromètre de Michelson dont on fait varier le délai τ entre les deux bras. Pour mettre en œuvre ce dispositif, il suffit de remplacer le miroir sphérique de TERMITES par un miroir plan. La dernière technique pour mesurer la présence de chirp spatial sur une impulsion laser consiste à résoudre spectralement l'intensité de l'impulsion à l'aide d'un spectromètre imageur comme on peut le voir sur la Figure 9.(c). En balayant le faisceau orthogonalement à la fente d'entrée, il est alors possible de reconstruire le profil spatio-spectral de l'amplitude selon les deux dimensions de l'espace. Pour effectuer cette mesure, on peut bloquer le bras de l'interféromètre contenant le miroir sphérique au sein de SEA TERMITES.

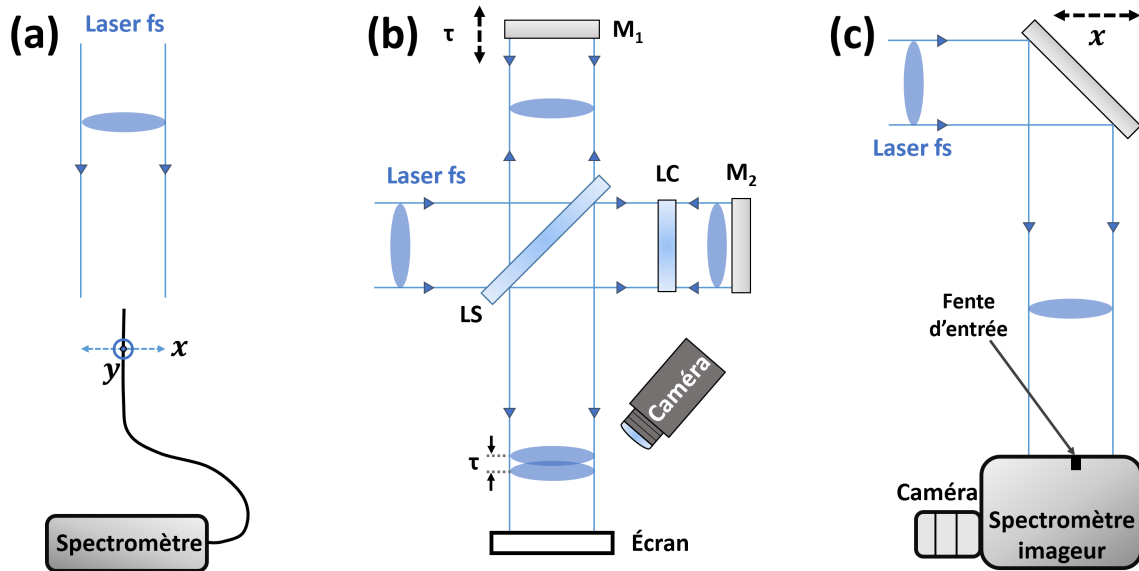


FIGURE 9 – **Techniques permettant de mesurer le chirp spatial.** (a) En balayant une fibre optique dans le faisceau selon l'axe x et y . (b) En réalisant une auto-corrélation d'ordre 1 du faisceau résolue spatialement. (c) En mesurant l'intensité spectrale selon une des dimensions transverses de l'impulsion et en balayant le faisceau orthogonalement à la fente d'entrée du spectromètre imageur à l'aide d'un miroir placé sur une platine de translation.

En pratique, nous avons appliqué la technique présentée sur la Figure 9.(c) à la mesure des impulsions délivrées par la chaîne laser UHI 100 au foyer. Pour cela, à l'aide d'un objectif de microscope, nous avons imagé la tache focale, obtenue à l'aide du miroir parabolique hors-axe située en fin de chaîne, sur la fente d'entrée du spectromètre imageur grâce à un objectif de microscope. A l'aide d'un jeu de miroir, l'intensité spatio-spectrale de l'impulsion au foyer peut alors être déterminée selon une coupe horizontale ou verticale de façon mono-coup. Les résultats obtenus avec ce dispositif, appelé RIS pour Rotating Imaging Spectrograph, ont donné lieu à une publication dans Applied Physics Letters [61].

B. Caractérisation spatio-temporelle de chaînes lasers de haute-puissance

La deuxième partie importante de mon travail a consisté à utiliser les dispositifs de mesures que nous avons développés pour caractériser les chaînes LUCA et UHI 100. Sur la [Figure 10](#), nous avons tracé les graphes traduisant les distorsions résiduelles que nous avons pu observer sur ces deux lasers selon des coupes horizontales et verticales. Sur la chaîne LUCA, le pulse front tilt ([Figure 10.\(a\)-\(d\)](#)), la dispersion du délai de groupe en fonction de l'espace ([Figure 10.\(b\)-\(e\)](#)) et les couplages d'ordre supérieur sont négligeables puisqu'ils induisent une baisse de l'intensité maximale au foyer inférieure à 5%. Sur la chaîne UHI 100, les 20 millimètres de faisceaux caractérisés font apparaître un pulse front tilt ([Figure 10.\(g\)-\(j\)](#)) non négligeable puisqu'il est responsable d'une diminution de l'intensité maximale au foyer de plus de 30% par rapport à l'intensité d'un faisceau spatio-temporellement parfait. En réalisant une transformée de Fourier du champ mesuré dans le domaine (x, y, ω) , on peut déterminer le profil spatio-spectral de l'intensité au foyer qui met également en lumière la présence de distorsions puisque l'on peut clairement identifier un chirp spatial linéaire ([Figure 10.\(i\)](#)) et quadratique ([Figure 10.\(l\)](#)) selon les dimensions x et y de la tache focale. On note également sur ces graphes, une forte distorsion autour de 830 nm que l'on observe aussi sur une mesure réalisée quelques mois plus tôt à l'aide d'un dispositif SEA SPIDER [78] comme on peut le voir sur la [Figure 10.\(m\)](#).

La caractérisation de ces deux lasers fait clairement ressortir le fait que la perte d'intensité au foyer induite par la présence de couplages spatio-temporels est plus importante sur la chaîne UHI 100 que sur le laser LUCA. En effet, le faisceau d'UHI 100 ayant un diamètre trois fois supérieur et un spectre deux fois plus large que celui de LUCA, il n'est pas surprenant de mesurer des couplages entre les propriétés spatiales et spectrales de l'impulsion plus importants sur la chaîne UHI 100. A ce sujet, en comparant les profils spatio-spectraux des intensités au foyer des lasers LUCA ([Figure 10.\(c\)-\(f\)](#)) et UHI 100([Figure 10.\(i\)-\(l\)](#)), il est vraisemblable que la présence de distorsions ait d'autant plus d'influence que le spectre est large.

Si nous avons vu que les couplages affectant UHI 100 conduisaient à une baisse de 25% de l'intensité pic, il faut toutefois rappeler ici que seulement 20 mm du faisceau ont été caractérisés. En supposant que le pulse front tilt mesuré puisse être extrapolable à l'ensemble du faisceau, cela conduirait à une baisse d'un facteur 6 de l'intensité au foyer. En d'autres termes, il serait alors possible d'obtenir la même intensité pic au foyer avec un laser de 20 TW (donc plus compact et moins cher) parfaitement optimisé. En pratique, une telle diminution de l'intensité au foyer d'UHI 100 semble relativement peu vraisemblable et il est probable que le pulse front tilt présent sur l'intégralité du faisceau soit moins fort que celui mesuré sur une petite partie.

Ces résultats semblent montrer que, sans une mesure et une correction des distorsions spatio-temporelles, il pourrait être relativement difficile d'espérer atteindre les intensités pics nominales au foyer des chaînes Pétawatts telles Apollon par exemple où le faisceau atteint 40 cm de diamètre (5 fois plus grand qu'UHI 100) et présente un spectre de 100 nm (près de deux fois celui d'UHI 100). D'une manière générale, il est surprenant qu'il ne soit pas attaché, à ma connaissance, plus d'importance à la mesure de la structure spatio-temporelle des impulsions lasers délivrées par des chaînes lasers femtosecondes de haute-puissance.

L'utilité d'utiliser un dispositif de caractérisation spatio-temporelle est dans un premier temps de pouvoir mesurer les distorsions présentes sur l'impulsion laser puis dans un second temps de pouvoir déterminer l'origine de ces couplages afin de les supprimer. Dans cette étude, nous sommes ainsi parvenus à déterminer l'élément de la chaîne UHI 100 responsable du chirp spatial quadratique que l'on a pu mesurer à l'aide de RIS ([Figure 10.\(n\)](#)) et que l'on retrouve également

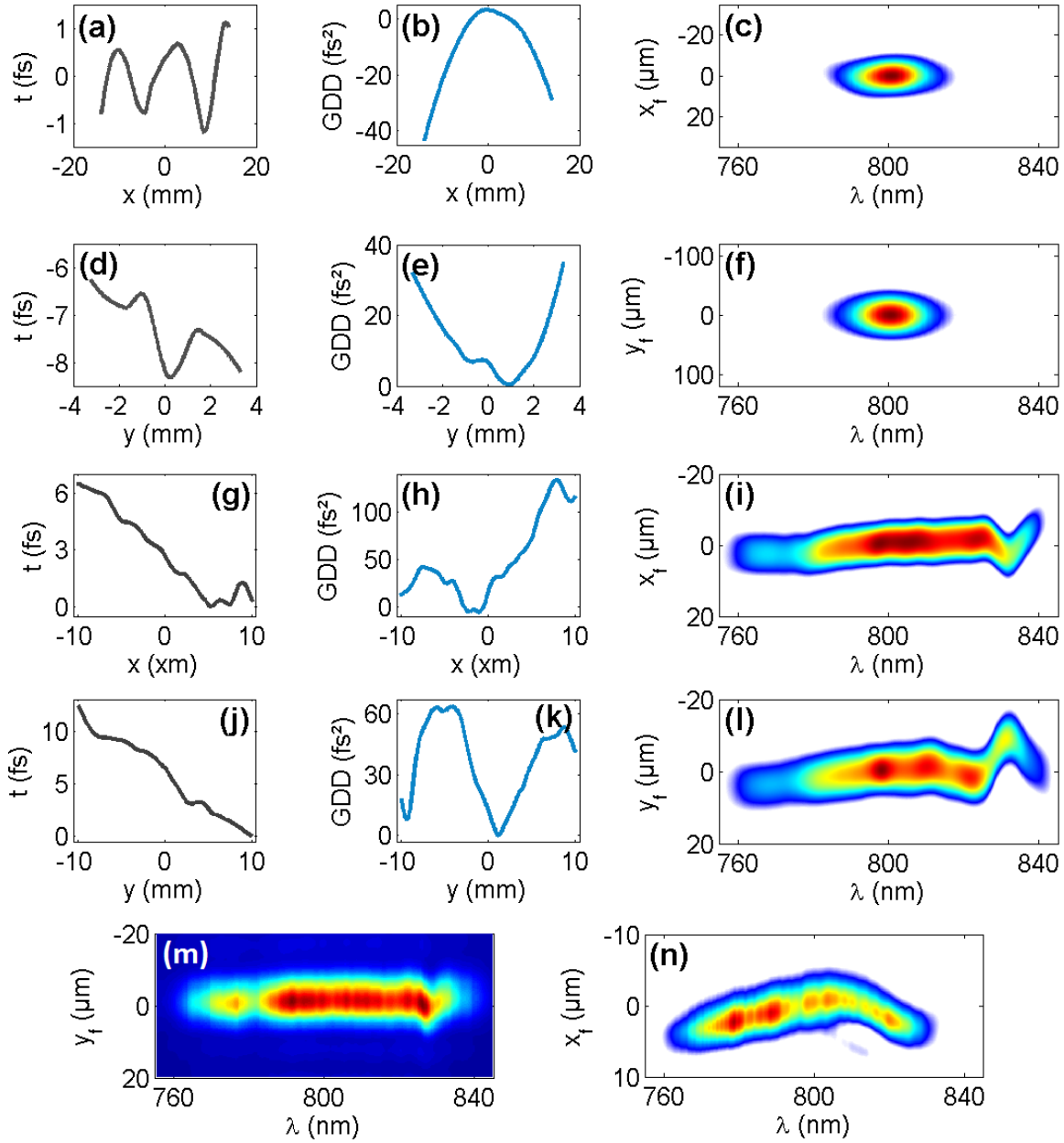


FIGURE 10 – **Caractérisation des chaînes lasers TW LUCA et UHI 100.** Les deux premières (respectivement les troisièmes et quatrièmes) lignes de cette figure représentent les résultats obtenus pour une coupe horizontale et verticale du faisceau sur le laser LUCA avec SEA TERMITES (respectivement sur la chaîne UHI 100 avec TERMITES). (a)-(d)-(g)-(j) Différence entre le front d'onde et le front d'impulsion. (b)-(e)-(h)-(k) Dispersion du délai de groupe en fonction de la position. (c)-(f)-(i)-(l) Intensité spatio-spectrale de l'impulsion au foyer calculée à partir d'une transformée de Fourier 1D du champ mesuré dans le domaine (x, y, ω) . L'échelle de l'axe spectral (axe horizontal) est le même sur les quatre graphes. Intensité spatio-spectrale de l'impulsion au foyer mesurée avec SEA SPIDER (m) et RIS (n). La tache focale résolue spectralement avec SEA SPIDER est issue d'un faisceau diaphragmé avant focalisation tandis que celle mesurée avec RIS résulte de la focalisation de l'intégralité du faisceau.

sur la caractérisation TERMITES (Figure 10.(1)). Pour cela, nous avons contourner certains blocs de la chaîne laser tels que les différents étages d’amplification, l’étireur de Offner ou bien encore le compresseur optique. Nous avons pu conclure, grâce à ce travail, que le chirp spatial quadratique était généré par le compresseur optique. L’origine exacte de cette distorsion est cependant plus difficile à déterminer et pourrait être liée à une imperfection d’un des composants optiques sur lequel se réfléchit le faisceau lorsque les différentes composantes spectrales de l’impulsion sont séparées spatialement, soit en l’occurrence le second réseau ou l’équerre optique du compresseur de la chaîne. On a également remarqué que, si le compresseur optique induisait certains couplages, il permettait également d’en corriger d’autres, générés préalablement sur la chaîne, ce qui illustre la difficulté d’optimiser parfaitement une installation laser de cette envergure.

C. Perspectives

Durant ces trois années de thèse, nous avons développé quatre dispositifs de mesure spatio-temporels avec lesquels nous avons pu caractériser des chaînes lasers TW. Ces différents dispositifs sont opérationnels et précis mais il reste néanmoins un certain nombre d’améliorations à apporter. Gustave Pariente, avec qui j’ai eu la chance de travailler pendant un an, va poursuivre les recherches sur cette thématique durant les deux années à venir.

L’objectif à court terme est de parvenir à caractériser l’intégralité du faisceau laser d’UHI 100 avec TERMITES. En effet, le faible contraste des franges couplé à leur très forte densité empêche actuellement une reconstruction du faisceau sur plus de 20 mm. Afin de parvenir à réaliser la mesure sur la totalité du faisceau, nous allons d’une part améliorer le contraste et d’autre part réduire le nombre de franges en bord de faisceau. Pour augmenter le contraste, il faudra équilibrer l’intensité entre les deux bras de l’interféromètre et faire en sorte, à l’aide d’une lame compensatrice judicieusement choisie, que les deux faisceaux qui interfèrent traversent la même épaisseur de verre. Afin de réduire la densité des franges, il sera nécessaire d’augmenter la distance d’observation séparant l’écran du miroir sphérique.

Dans un second temps, on s’orientera vers le développement d’un dispositif de caractérisation mono-coup comme SEA TERMITES. Cette variante de TERMITES présente néanmoins l’inconvénient de ne caractériser qu’une très petite partie du faisceau selon la dimension de la fente d’entrée du spectromètre imageur. Afin de caractériser l’intégralité du faisceau, il est nécessaire de réduire sa taille pour qu’elle n’excède pas celle de la fente d’entrée. Pour cela, on peut utiliser un télescope, ce qui complexifie néanmoins le dispositif et présente le risque d’induire des distorsions spatio-temporelles si ce dernier n’est pas composé uniquement de miroirs. Une autre solution pour parvenir à caractériser de façon mono-coup l’ensemble d’un faisceau de grand diamètre est schématisée sur la Figure 11. Il s’agit d’un dispositif analogue à SEA TERMITES, où le miroir convexe a été remplacé par un miroir concave de grand diamètre. De cette façon, en plaçant un spectromètre imageur dans un plan en amont du foyer image où le diamètre du faisceau est inférieur à la taille de la fente d’entrée, on peut résoudre spectralement les franges d’interférences sur la totalité d’une coupe verticale du faisceau de façon mono-coup. A l’instar de SEA TERMITES, pour réaliser une caractérisation selon les deux dimensions du faisceau, un miroir placé sur une platine de translation permet de balayer le faisceau orthogonalement à la fente d’entrée.

La caractérisation spatio-temporelle de chaînes lasers PW est également un objectif, en particulier pour le CEA Saclay qui va prochainement accueillir le laser Apollon. Le diamètre du faisceau (40 cm) rend compliquée voir inenvisageable l’utilisation d’un des dispositifs que nous avons développés, la taille des optiques à utiliser induisant des contraintes importantes et un

coût très élevé. Pour les mêmes raisons, utiliser un télescope pour réduire le faisceau ne semble pas être la solution idéale. Développer un dispositif capable de caractériser des lasers PW est un des défis à relever pour les années à venir.

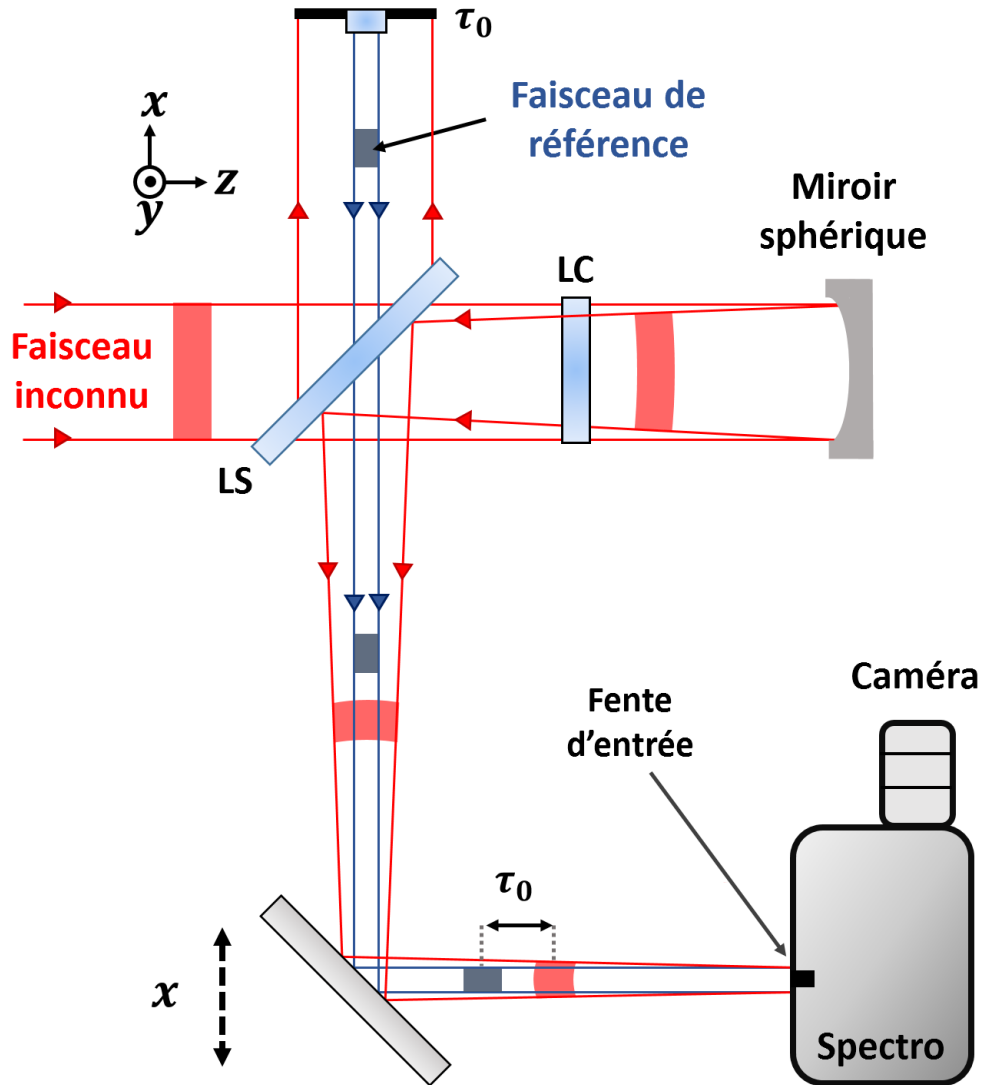


FIGURE 11 – Dispositif de mesure spatio-temporelle mono-coup 1D permettant de caractériser l'intégralité du faisceau d'UHI 100. LC : lame compensatrice, LS : lame séparatrice.

Annexe A

Applications des couplages spatio-temporels

Sommaire

A.1 L'effet phare attoseconde	131
A.2 Focalisation spatiale et temporelle	135

Dans cette annexe, l'objectif est de présenter deux techniques tirant parti des couplages spatio-temporels. Dans la [section A.1](#), nous expliquerons le principe de l'effet phare attoseconde permettant de générer une série d'impulsions attosecondes isolées spatialement en induisant de la rotation de front d'onde au foyer. Dans la [section A.2](#), nous détaillerons la technique de focalisation à la fois en espace et en temps permettant de confiner les hautes intensités uniquement au foyer, simplement en focalisant une impulsion présentant du chirp spatial.

A.1 L'effet phare attoseconde

Introduction

Une des applications des lasers femtosecondes de haute-puissance consiste à générer des impulsions de très courte durée, de l'ordre de la centaine d'attosecondes qui peuvent être utilisées pour suivre l'évolution de phénomènes physiques ultra-courts tels que la dynamique des orbitales moléculaires par exemple. De façon classique, lorsqu'un faisceau laser impulsionnel, d'une durée de l'ordre de quelques cycles optiques, est focalisé sur la matière avec une intensité au foyer supérieure typiquement à $10^{14} \text{ W.cm}^{-2}$, il se produit une interaction non-linéaire qui induit un processus de génération attoseconde répété périodiquement tous les cycles ou tous les demi-cycles selon la symétrie du système. Un train d'impulsions attosecondes séparées d'un ou un demi-cycle optique est donc généré.

Pour une expérience "pompe-sonde", il est nécessaire de pouvoir isoler une ou plusieurs des impulsions attosecondes. Pour cela, une solution consiste à effectuer un filtrage temporel [79]. Cependant, cette solution est plutôt compliquée à mettre en place et ne peut malheureusement pas être étendue à n'importe quelle configuration d'interaction laser-matière. Dans cette section, nous allons présenter une technique d'isolement spatial d'impulsions attosecondes, appelée phare attoseconde, basée sur l'introduction volontaire d'un couplage spatio-temporel sur le faisceau.

Principe et dispositif expérimental

Le principe de l'effet phare attoseconde est de générer des impulsions attosecondes isolées spatialement en introduisant de la dispersion angulaire sur une impulsion laser femtoseconde de haute puissance. Il a été démontré théoriquement en 2012 par Vincenti et Quéré [44] puis appliqué expérimentalement avec succès à la génération d'harmoniques sur un miroir plasma [43] et dans les gaz [42]. Un schéma classique du dispositif expérimental permettant de générer cet effet est présenté sur la Figure A.1.

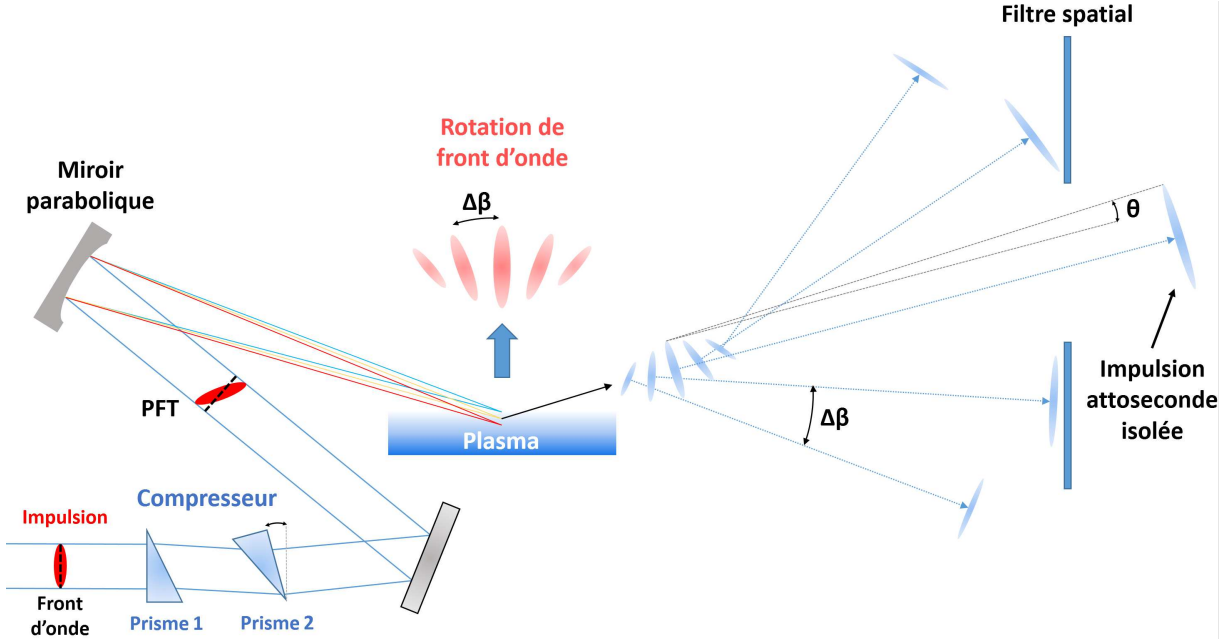


FIGURE A.1 – **L'effet phare attoseconde.** En focalisant sur une cible une impulsion ultra-brève de haute puissance contenant préalablement du pulse front tilt (dû au désalignement du dernier élément du compresseur optique), la rotation de front d'onde induite au foyer, couplée aux très hautes intensités, va générer un train d'impulsions attosecondes se propageant dans des directions différentes. Dans le cas où la séparation angulaire, $\Delta\beta$, entre deux impulsions successives est supérieure à la divergence, θ , des impulsions attosecondes, il est alors possible d'isoler une ou plusieurs de ces impulsions à l'aide d'un filtre spatial. Dans le cas des articles [42, 43], le compresseur optique est composé de prismes et non de réseaux comme nous l'avons vu jusqu'à présent dans cette thèse.

En désalignant légèrement le compresseur optique de la chaîne laser, on induit du pulse front tilt sur l'impulsion (cf. sous-section 2.3.1). En focalisant le faisceau contenant du pulse front tilt, du chirp spatial est alors généré dans le domaine de Fourier (x_f, ω) tandis que de la rotation de front d'onde apparaît au foyer dans le domaine temporel. Cet effet spatio-temporel se caractérise par le fait que les différents fronts d'onde de l'impulsion tournent en fonction du temps à la vitesse : $v_r = \frac{d\beta}{dt}$, où β est l'angle d'inclinaison du front d'onde et varie dans le temps. Les différentes impulsions attosecondes générées vont se propager dans les directions données par les fronts d'onde au moment de la génération. Il en résulte que les différentes impulsions attosecondes se propagent dans des directions légèrement différentes, séparées par un angle : $\Delta\beta = v_r T_a$, où T_a est l'intervalle de temps séparant deux impulsions attosecondes successives. Dans le cas où la divergence des impulsions attosecondes, θ , est plus petite que la séparation angulaire, $\Delta\beta$,

entre deux impulsions attosecondes successives, on obtient des impulsions isolées spatialement. A l'aide d'un simple filtre spatial, placé en champ lointain comme indiqué sur la [Figure A.1](#), il est possible de sélectionner une ou plusieurs de ces impulsions attosecondes.

Applications

On détaille ici différentes applications que pourraient avoir l'effet phare attoseconde, au-delà de la génération d'impulsions attosecondes uniques. L'effet de phare attoseconde fournit, par exemple, une configuration idéale (cf. [Figure A.2](#)) pour réaliser des expériences pompe-sonde dans le régime attoseconde. En effet, en présence de rotation des fronts d'onde du champ incident au foyer, nous avons vu qu'il était possible de générer une collection d'impulsions attosecondes séparées angulairement et parfaitement synchronisées, à partir d'une seule impulsion laser de départ. Il suffit alors d'introduire un masque spatial en champ lointain afin de sélectionner deux impulsions attosecondes et les recombinaison ensuite avec un délai variable sur une cible en utilisant deux miroirs paraboliques XUV. Ces expériences "pompe-sonde" pourraient permettre, entre autre, d'étudier des phénomènes physiques ou chimiques ultra-courts, en temps réel, avec une résolution attoseconde.

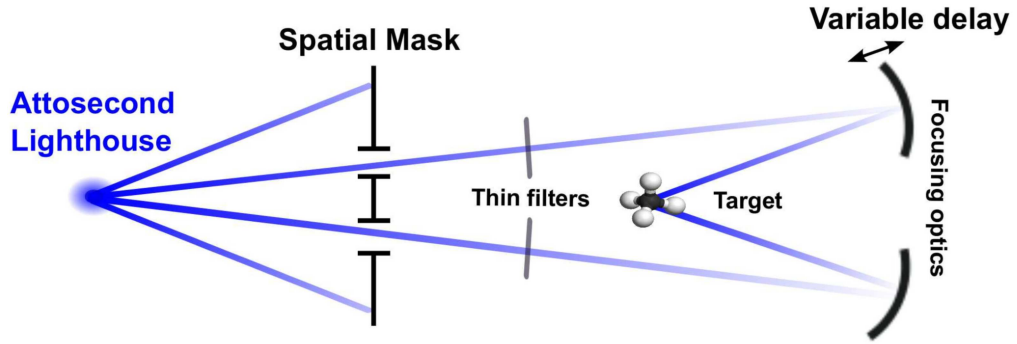


FIGURE A.2 – Expérience pompe-sonde à partir d'impulsions attosecondes isolées spatialement grâce à l'effet phare attoseconde [80].

La deuxième application de l'effet phare attoseconde est la mesure des variations de CEP (cf. [section 1.4.1](#)) au foyer du laser. En présence de rotation de front d'onde, la direction d'émission β d'une impulsion attoseconde est donnée par la direction des fronts de phase du laser à l'instant de génération t :

$$\beta(t) \propto v_r t \quad (\text{A.1})$$

où v_r est la vitesse de rotation des fronts d'onde du champ. La structure temporelle du train est donc encodée dans le profil angulaire des faisceaux harmoniques en champ lointain, comme on peut le voir sur le schéma de la [Figure A.3.\(a\)-\(b\)](#).

Lorsque la CEP φ_0 du laser varie, le temps d'émission t_e d'une impulsion donnée varie lui aussi linéairement avec φ_0 , ce qui entraîne un changement des directions d'émission des impulsions attosecondes du train et une modification du profil angulaire des faisceaux harmoniques. Ainsi, mesurer le profil angulaire d'impulsions attosecondes produites par le mécanisme du phare attoseconde fournit un moyen simple de mesurer les variations de CEP au foyer du laser. Ceci permettra d'améliorer la stabilisation de la CEP du champ sur la cible.

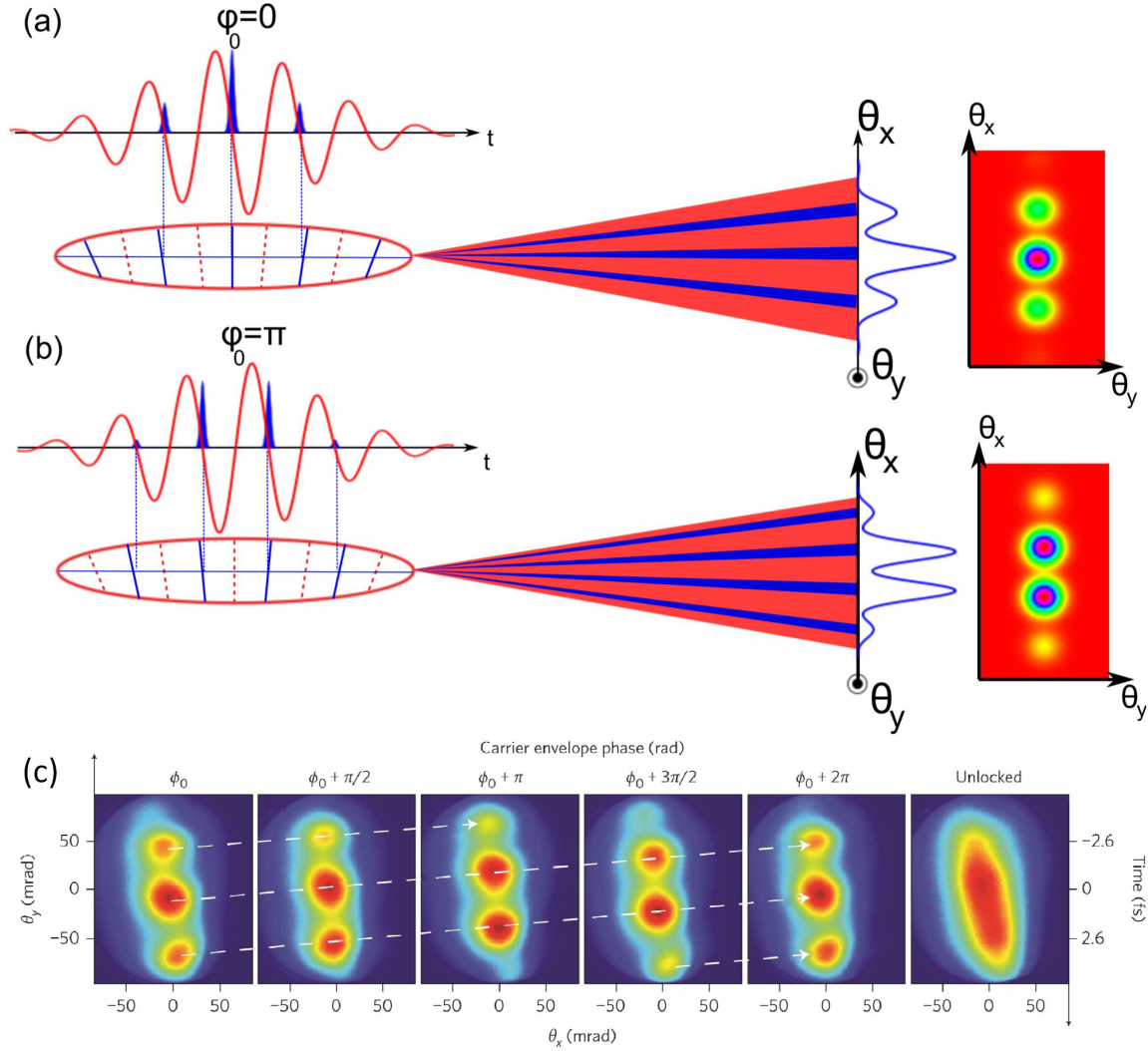


FIGURE A.3 – **Mesure des variations de CEP par l’effet phare attoseconde [43].** (a-b) La courbe en trait plein rouge correspond au profil temporel du champ incident au centre de la tache focale, pour une impulsion *sin* (i.e $\phi_0 = 0$) (a) et *cos* (i.e $\phi_0 = \pi/2$) (b). En bleu sont tracées les impulsions attosecondes générées par le champ incident ainsi que les fronts d’onde de ce champ aux instants de génération (traits continus bleus). En champ lointain on a tracé une coupe du profil angulaire (courbe bleue) selon la direction transverse x ainsi que le profil total selon les deux directions transverses x et y (carte de couleur) (c) Résultats expérimentaux obtenus [42] pour différentes valeurs de CEP mesurées à l’aide d’une galette de microcanaux (MCP en anglais) en intégrant sur 300 tirs lasers consécutifs. Les profils spatiaux observés laissent apparaître plusieurs pics correspondant à une impulsion attoseconde isolée. Lorsque l’on change la CEP, on remarque qu’une même impulsion attoseconde se déplace spatialement (trajet indiqué par une flèche blanche pointillée) pour retrouver sa position d’origine tous les 2π . Dans le cas où la CEP du laser n’est pas stabilisée (image la plus à droite), on ne distingue plus les différentes impulsions attosecondes.

A.2 Focalisation spatiale et temporelle

Introduction

Dans de nombreuses applications (microscopie, ablation de tissus...), les lasers femtosecondes sont utilisés pour obtenir des taches focales avec des intensités très importantes. Autour du foyer, ces intensités élevées entraînent un certain nombre de phénomènes, en particulier des phénomènes non-linéaires qui peuvent limiter l'efficacité et l'intérêt de certaines techniques. Dans cette section, nous allons nous intéresser à une technique de focalisation, appelé SSTF en anglais pour Simultaneously Space Time Focusing, permettant de concentrer l'énergie principalement au foyer et qui, de ce fait, présente de nombreux avantages pour un certain nombre d'applications.

Principe et dispositif expérimental

Le principe de la focalisation à la fois spatiale et temporelle (SSTF) est de concentrer l'énergie d'une impulsion uniquement dans la tache focale, en limitant la fluence dans les régions voisines du foyer. Le principe de la SSTF a été démontré théoriquement et expérimentalement en 2005 par Zhu et al [47] et par Oron et al [46] et appliqué avec succès au cas de la microscopie multi-photons à balayage [15, 46, 47] et à l'ablation de tissus [14] entre autres.

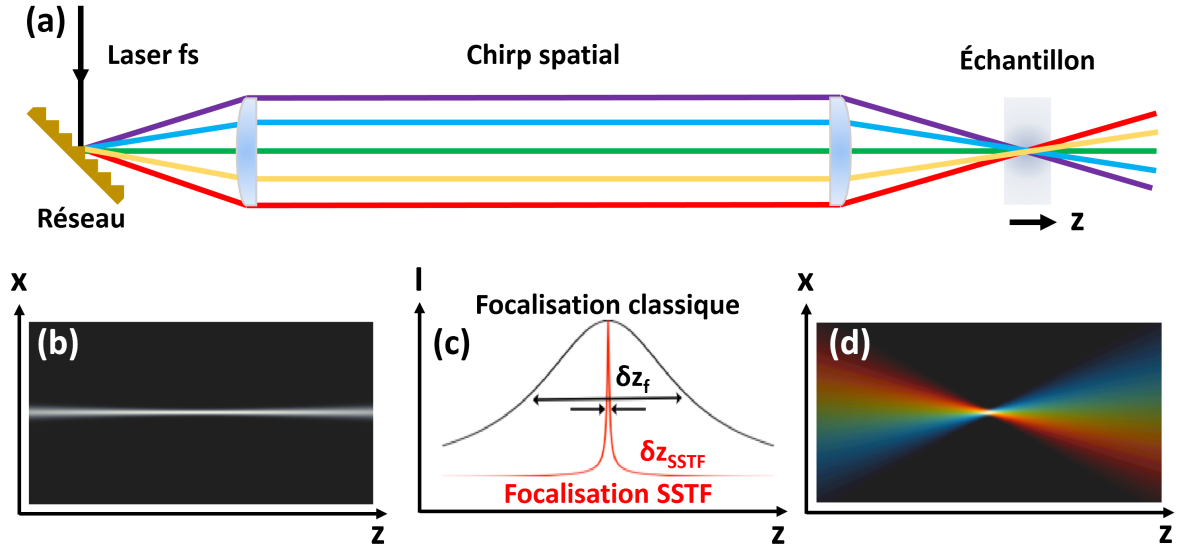


FIGURE A.4 – **Principe de la focalisation à la fois spatiale et temporelle [14].** (a) Dispositif expérimental permettant une focalisation SSTF. (b) Evolution du profil spatial (selon x) d'une focalisation classique selon l'axe z à proximité du foyer. (c) Evolution de l'intensité maximale selon z autour du foyer dans le cas d'une focalisation classique (courbe noire) et d'une focalisation SSTF (courbe rouge). La largeur à mi-hauteur est beaucoup plus petite dans le cas SSTF, δz_{SSTF} , que dans le cas classique, δz_f . (d) Evolution du profil spatial (selon x) d'une focalisation d'une impulsion contenant du chirp spatial selon l'axe z à proximité du foyer.

Le principe de la technique consiste à induire du chirp spatial sur une impulsion laser femtoseconde à l'aide d'un ou deux réseaux de diffraction. Dans le cas d'une configuration à un réseau (cf. Figure A.4.(a)), les différentes couleurs de l'impulsion sont diffractées dans des directions différentes selon la dimension du réseau. Puis, à l'aide d'une lentille cylindrique, le faisceau est recollimaté. Comme nous l'avons vu dans la section 2.1 de la Partie I, le chirp spatial se

caractérise par le fait que les différentes couleurs de l'impulsion sont situées dans des endroits différents dans le plan transverse à la direction de propagation du faisceau, ce qui a notamment pour conséquence d'induire un élargissement temporel de l'impulsion. Comme indiqué sur la [Figure A.4.\(d\)](#), lorsqu'un faisceau collimaté présentant du chirp spatial est focalisé, les différentes couleurs de l'impulsion convergent vers le foyer avec une direction de propagation différente et ne se recouvrent uniquement qu'au foyer. On obtient alors une focalisation temporelle puisque la durée de l'impulsion, τ , dépend de la coordonnée longitudinale z . En effet, au fur et à mesure que l'on s'éloigne du foyer, les couleurs sont de plus en plus séparées spatialement entraînant une augmentation de la durée d'impulsion. Focaliser un faisceau femtoseconde contenant préalablement du chirp spatial conduit donc bien à une focalisation à la fois en espace (focalisation classique) et en temps puisque l'intensité maximale, I , en fonction de la coordonnée z peut alors s'écrire :

$$I(z) \propto \frac{I_0}{\tau(z) r^2(z)} \quad (\text{A.2})$$

où I_0 est l'intensité maximale au foyer et r est l'étendue spatiale du faisceau dans le plan $z = \text{cst}$. Sur la [Figure A.4.\(c\)](#) est tracée l'intensité maximale en fonction de z et la largeur à mi-hauteur, δz , dans le cas d'une focalisation classique (courbe noire) et d'une focalisation à la fois spatiale et temporelle (courbe rouge). On note que dans le cas d'une focalisation par SSTF, l'intensité maximale décroît beaucoup plus fortement que dans le cas d'une focalisation classique : $\delta z_f \gg \delta z_{SSTF}$. En comparant la [Figure A.4.\(b\)](#) à la [Figure A.4.\(d\)](#), on constate également que comme nous l'avons détaillé dans la [section 1.6](#), outre un élargissement temporel, la présence de chirp spatial conduit également à un élargissement spatial de l'impulsion hors du foyer.

Applications

Dans la dernière partie de cette section consacrée à la focalisation à la fois spatiale et temporelle, on s'intéresse à diverses applications que pourraient avoir cet effet en particulier en biologie (microscopie et ablation de tissus). D'un point de vue pratique, en réduisant fortement l'intensité de l'impulsion dans les régions pré- et post-foyer, la focalisation SSTF va logiquement conduire à une diminution des effets non-linéaires induits classiquement par la focalisation de faisceaux lasers femtosecondes [14]. Sur la [Figure A.5.\(a\)](#), on peut voir le profil 1D spatial de la tache focale en fonction de z dans le cas d'une focalisation classique. On remarque que lorsque l'énergie laser augmente, l'impulsion est focalisée dans un plan de plus en plus éloigné du plan focal de la lentille utilisée (indiqué par la droite blanche) à cause de l'effet non-linéaire d'auto-focalisation. Pour des énergies encore supérieures à celles représentées [Figure A.5.\(a\)](#), il se produit également un effet de filamentation. La [Figure A.5.\(c\)](#) représente l'intensité en fonction de la distance de propagation z , on note clairement le déplacement du foyer (là où l'intensité est maximale) en fonction de l'énergie de l'impulsion à cause de l'auto-focalisation. Dans le cas où l'impulsion est focalisée à la fois spatialement et temporellement (cf. [Figure A.5.\(b\)-\(d\)](#)), l'effet d'auto-focalisation n'intervient plus, et ce, même pour des énergies trois fois supérieures à celles étudiées dans le cas d'une focalisation classique. Cet effet d'auto-focalisation peut être particulièrement gênant dans le cas où l'on souhaite focaliser une impulsion à un endroit précis comme pour l'ablation de tissu, une fluctuation en énergie tir à tir du laser induisant une variation de la position de la tache focale.

Le domaine médical, à travers l'ablation de tissu (notamment pour les opérations oculaires visant à corriger les défauts de vision), tire également parti de la focalisation SSTF [14]. D'une part, ce type de focalisation permet de limiter les effets non-linéaires, telle que l'auto-focalisation, et d'autre part, la SSTF permet de réduire fortement la région autour du foyer où le tissu est

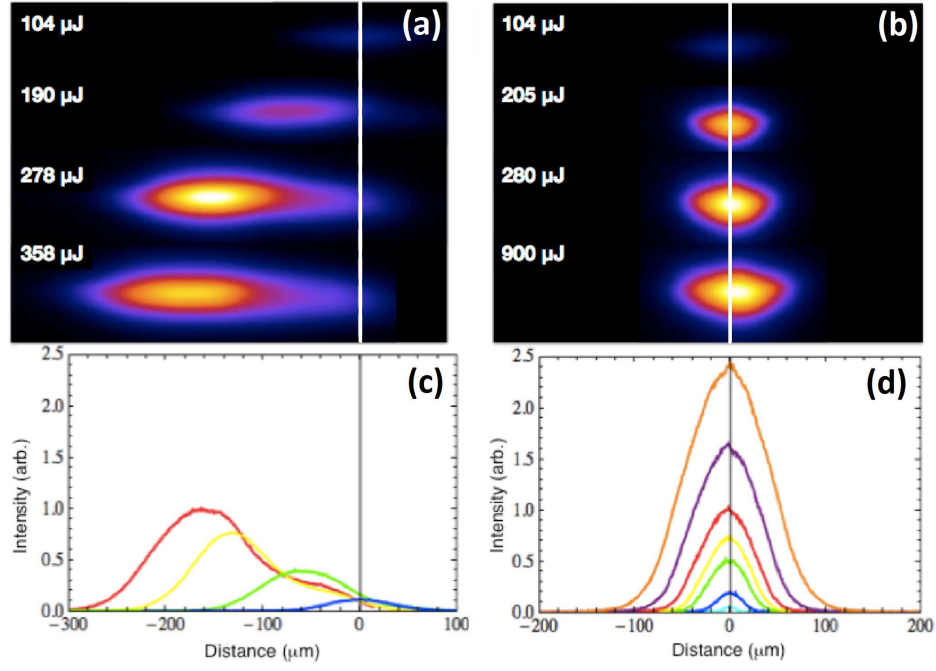


FIGURE A.5 – **Influence de l'énergie sur l'emplacement du foyer dans le cas d'une impulsion focalisée classiquement et par SSTF [14].** Profils spatiaux 2D (x, z) des taches focales obtenues pour différentes énergies dans le cas d'une focalisation classique (a) et d'une focalisation SSTF (b). (c)-(d) Intensités en fonction de la direction de propagation z correspondant aux énergies lasers des figures (a) et (b).

ablaté (cf. Figure A.6) puisque la fluence décroît alors beaucoup plus vite que dans le cas d'une focalisation classique.

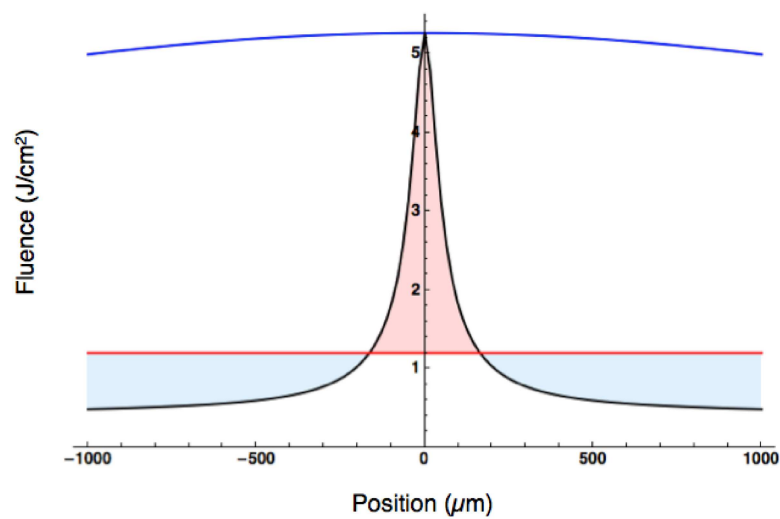


FIGURE A.6 – **Région ablatée dans le cas d’une focalisation classique et par SSTF [14].** Courbe noire : fluence d’une impulsion focalisée à la fois spatialement et temporellement. Courbe bleue : fluence d’une impulsion focalisée classiquement. Courbe rouge : seuil d’ablation. Zone rouge : région où les deux impulsions génèrent le processus d’ablation. Zone bleue : région où seule l’impulsion focalisée classiquement subit une ablation.

Annexe B

Calculs de couplages spatio-temporels induits par différents éléments optiques

Sommaire

B.1 Solutions pour générer du pulse front tilt	139
B.1.1 Pulse front tilt généré par la présence de chirp spatial et temporel	140
B.1.2 Pulse front tilt généré par dispersion angulaire	140
B.2 Pulse front tilt généré par un prisme	142
B.3 Pulse front tilt généré par le désalignement du dernier réseau d'un compresseur optique	143
B.4 Pulse front curvature généré par une lentille chromatique	145
B.5 Dispersion radiale du délai de groupe générée par un prisme	147

Les objectifs de cette annexe sont :

1. de présenter les deux solutions permettant de générer du pulse front tilt.
2. de calculer analytiquement les distorsions spatio-temporelles générées par des éléments optiques telles que le pulse front tilt induit respectivement par un prisme ou par désalignement du dernier réseau du compresseur optique.

B.1 Solutions pour générer du pulse front tilt

Dans cette sous-section, nous allons nous intéresser aux différentes façons de générer du pulse front tilt, ξ , sur une impulsion laser. Pour cela, à partir du tableau 1.1, nous allons exprimer le terme de couplage en amplitude $\Re\{a_{xt}\}$ dans l'espace (x, t) en fonction de celui dans l'espace (x, ω) :

$$\Re\{a_{xt}\} = \Re\left\{\frac{i}{2} \frac{b_{x\omega}}{b_{\omega\omega}}\right\} \quad (\text{B.1})$$

En développant l'Équation B.1, on obtient :

$$\xi = 2 \left(-\beta \chi + \frac{\alpha}{\tau^2} \right) \quad (\text{B.2})$$

où α est la dispersion angulaire, τ correspond à la durée d'impulsion, β est le chirp temporel et χ représente le chirp spatial. A partir de l'Équation B.2, on peut établir une relation quantitative

mettant en lumière les deux processus permettant de générer du pulse front tilt :

$$\underbrace{PFT}_{\text{Pulse Front Tilt}} = - \underbrace{CS}_{\text{Chirp Spatial}} \times \underbrace{CT}_{\text{Chirp Temporel}} + \underbrace{DA}_{\text{Dispersion Angulaire}} \quad (\text{B.3})$$

Comme indiqué par l'Équation B.2, il existe donc deux façons de générer du pulse front tilt, soit en induisant du chirp spatial et du chirp temporel [81], soit en induisant de la dispersion angulaire [40].

Il est important de rappeler ici que le pulse front tilt calculé dans l'Équation 2.1 correspond uniquement au pulse front tilt induit par dispersion angulaire. Dans le cas où il existe à la fois du chirp spatial et du chirp temporel, il faut prendre en compte un second terme pour déterminer la valeur totale du pulse front tilt.

B.1.1 Pulse front tilt généré par la présence de chirp spatial et temporel

La Figure B.1 illustre simplement comment le premier terme $CS \times CT$ de l'Équation B.3 conduit à du pulse front tilt dans le domaine (x, t) . En effet, on voit très clairement sur cette figure qu'en présence de chirp spatial et temporel, la localisation des fréquences à différentes positions x dans le faisceau et à différents instants t impose forcément un tilt du front d'intensité par rapport aux fronts de phase. En pratique, on pourra rencontrer ce couplage lorsqu'une impulsion laser, possédant un chirp spatial initial, traverse une lame de verre. Comme dans le verre la vitesse de groupe v_g diminue avec la fréquence ω , la partie rouge de l'impulsion sur la Figure B.1 émergera plus tôt de la lame que la partie bleue. Il en résulte la présence de pulse front tilt sur l'impulsion après traversée de la lame de verre.

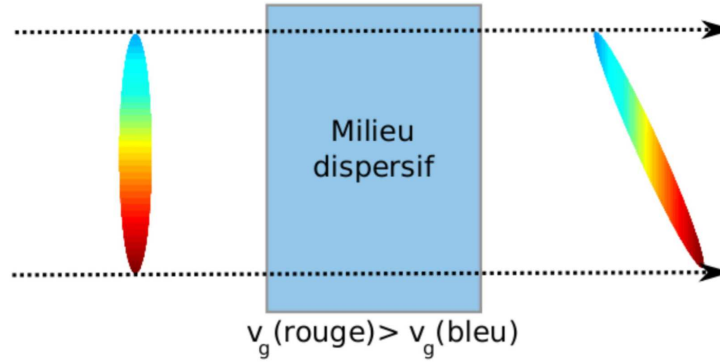


FIGURE B.1 – Pulse front tilt généré en induisant du chirp temporel au moyen d'une lame de verre sur une impulsion présentant du chirp spatial.

B.1.2 Pulse front tilt généré par dispersion angulaire

Outre le pulse front tilt généré par la présence de chirp spatial et temporel, on peut montrer que n'importe quel dispositif optique introduisant de la dispersion angulaire induit inévitablement du pulse front tilt dans le domaine spatio-temporel [40]. On peut démontrer simplement ce résultat en écrivant l'impulsion laser comme une superposition d'ondes planes de longueurs d'onde λ différentes :

$$E(\lambda) = E_0(\lambda) \sin(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r} + \phi_0) = E_0(\lambda) \sin \varphi \quad (\text{B.4})$$

Si on suppose qu'à la sortie du dispositif dispersif, le champ électrique \mathbf{E} est situé dans le plan

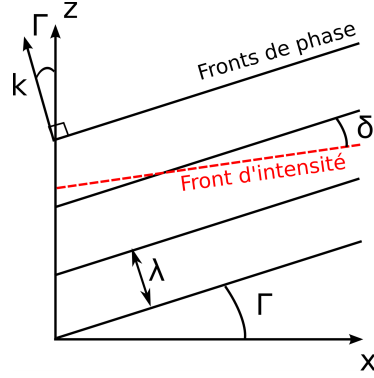


FIGURE B.2 – **Représentation des fronts de phase et du front d'intensité du laser dans le plan (x, z) à la longueur d'onde λ .** Les fronts de phase (traits pleins noirs) sont inclinés d'un angle $\Gamma(\lambda)$ avec l'axe x . Le front d'intensité (trait pointillé rouge) est incliné de δ par rapport aux fronts de phase.

(x, z) et se propage avec un angle $\Gamma(\lambda)$ qui dépend de la longueur d'onde par rapport à z (cf. Figure B.2), on obtient :

$$\varphi = \omega t - k_x x - k_z z + \varphi_0 \quad (\text{B.5})$$

où $k_x = -\frac{2\pi}{\lambda} \sin \Gamma$ et $k_z = \frac{2\pi}{\lambda} \cos \Gamma$. Dans le plan (x, z) les points ayant la même phase (fronts de phase) se trouvent sur des droites d'équation :

$$\varphi - \varphi_0 = \omega t - k_x x - k_z z = \text{cst} \quad (\text{B.6})$$

Leur pente est définie par :

$$a_\varphi = -\frac{k_x}{k_z} = \tan \Gamma \quad (\text{B.7})$$

De même, comme nous l'avons vu précédemment, le front d'impulsion correspond aux points où l'intensité est maximale, qui est atteint lorsque toutes les fréquences ω du laser sont en phase :

$$\frac{d\varphi}{d\omega} = 0 = t - \frac{dk_x}{d\omega} x - \frac{dk_z}{d\omega} z \quad (\text{B.8})$$

Ces points sont donc, là aussi, répartis sur une droite de pente :

$$a_I = -\frac{dk_x}{dk_z} = -\frac{d(k_z \tan \Gamma)}{dk_z} = \tan \Gamma + \frac{k_z}{\cos^2 \Gamma} \frac{d\Gamma}{dk_z} \quad (\text{B.9})$$

En nous plaçant à présent dans un repère tel que $\Gamma(\lambda_0) = 0$. Dans ce cas, $k_z = k$ et $a_I = -\tan \delta$, comme nous pouvons le voir sur la Figure B.2, il en résulte que :

$$\tan \delta = -a_I = -k \frac{d\Gamma}{dk} = \lambda_0 \frac{d\Gamma}{d\lambda} \quad (\text{B.10})$$

soit avec $\delta = c\xi$:

$$\xi = \frac{\arctan \left(\lambda_0 \frac{d\Gamma}{d\lambda} \right)}{c} \quad (\text{B.11})$$

où $\alpha = d\Gamma/d\lambda$ n'est rien d'autre que la dispersion angulaire des longueurs d'onde λ du laser introduite par le dispositif (prisme ou réseau de diffraction par exemple). L'Équation B.11, nous permettra dans la sous-section 2.3.1 et dans la sous-section 2.3.2 de calculer de manière très simple le pulse front tilt ξ induit respectivement par un prisme et par un compresseur optique dont le dernier réseau a été désaligné.

B.2 Pulse front tilt généré par un prisme

Un prisme en verre possède un indice optique $n(\lambda)$ qui dépend de la longueur d'onde λ de l'onde incidente. Ceci implique notamment que la vitesse de groupe $v_g(\lambda_0)$ est différente de la vitesse de phase $v_\phi(\lambda_0)$, où λ_0 est la longueur d'onde centrale du laser. Ainsi, le long du faisceau, comme la quantité de verre traversée L n'est pas la même selon la coordonnée transverse x d'arrivée du laser sur le prisme, le front d'impulsion, déterminé par $L(x)/v_g(\lambda_0) = \text{cst}$ sera incliné d'un certain angle par rapport aux fronts de phase, déterminés par $L(x)/v_\phi(\lambda_0) = \text{cst}$.

Dans la suite de cette sous-section, on considère un prisme en silice d'angle au sommet β , dont l'indice optique $n(\lambda)$ est donné par la relation de Sellmeier :

$$n(\lambda) = \sqrt{1 + \frac{B_1\lambda^2}{\lambda^2 - C_1} + \frac{B_2\lambda^2}{\lambda^2 - C_2} + \frac{B_3\lambda^2}{\lambda^2 - C_3}} \quad (\text{B.12})$$

où la longueur d'onde λ est exprimé en μm et les constantes A_i et B_i sont reportées dans le tableau ci-dessous :

B_1	B_2	B_3
1.03961212	0.231792344	1.01046945
C_1	C_2	C_3
$6.00069867 \times 10^{-3}$	$2.00179144 \times 10^{-2}$	1.03560653×10^2

Exprimons tout d'abord l'angle Γ avec lequel émerge un rayon de la face arrière du prisme (représenté figure B.3), dans le cas général (rayons non paraxiaux), en fonction de son angle d'incidence i en face avant, de l'angle au sommet β et de l'indice optique n du prisme :

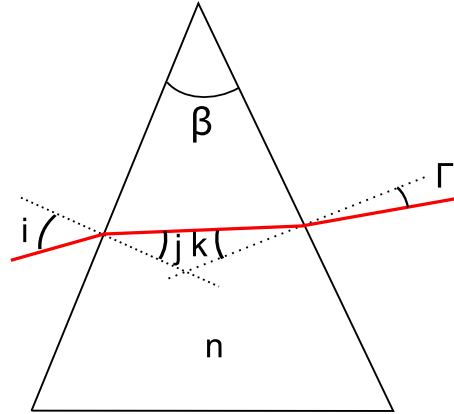


FIGURE B.3 – Prisme d'indice n et d'angle au sommet β et trajet d'un rayon le traversant (trait plein rouge).

Les lois de Snell-Descartes donnent :

$$\sin i = n \sin j \quad (\text{B.13})$$

$$\sin \Gamma = n \sin k \quad (\text{B.14})$$

De plus, les angles j , k et β sont liés par la relation géométrique :

$$\beta = j + k \quad (\text{B.15})$$

Il en résulte que :

$$\Gamma = \arcsin \left[n(\lambda) \sin \left(\beta - \arcsin \frac{\sin i}{n(\lambda)} \right) \right] \quad (\text{B.16})$$

Dans la suite, on se place dans le cas simple où $i = 0$. La dispersion angulaire vaut alors :

$$\frac{d\Gamma}{d\lambda} = -\frac{dn}{d\lambda} \frac{\sin \beta}{\sqrt{1 - n^2 \sin^2 \beta}} \quad (\text{B.17})$$

et le tilt du front d'impulsion ξ :

$$\xi = -\frac{\tan \left(\lambda_0 \frac{dn}{d\lambda} \times \frac{\sin \theta}{\sqrt{1 - n^2 \sin^2 \theta}} \right)}{c} \quad (\text{B.18})$$

B.3 Pulse front tilt généré par le désalignement du dernier réseau d'un compresseur optique

Dans cette sous-section, nous allons calculer le pulse front tilt induit par le désalignement d'un des réseaux du compresseur optique [40]. Pour cela, nous allons déterminer le pulse front tilt, ξ_{2r} , induit par une paire de réseaux lorsque le dernier réseau est désaligné d'un angle θ . Puis, afin de calculer le pulse front tilt, ξ_c , induit par le compresseur désaligné, nous assumerons que ce dernier est égal à deux fois le pulse front tilt induit par la paire de réseaux : $\xi_c = 2\xi_{2r}$.

Tout d'abord, calculons donc la dispersion angulaire introduite par la paire de réseaux désalignés d'un angle θ .

$$\xi_c = 2\xi_{2r} = -2 \times \frac{\tan^{-1} \left(\theta \frac{\lambda_0 \tan r}{a \cos i} \right)}{c} \quad (\text{B.19})$$

A partir de la Figure B.4, on peut établir les relations suivantes :

$$\sin i + \sin r = m \frac{\lambda}{a} \quad (\text{B.20})$$

$$\sin(r - \theta) + \sin \Gamma = q \frac{\lambda}{a} \quad (\text{B.21})$$

En dérivant les deux équations ci-dessus, on obtient :

$$\frac{dr}{d\lambda} = \frac{m}{a \cos r} \quad (\text{B.22})$$

$$\frac{d\Gamma}{d\lambda} \cos \Gamma = \frac{q}{a} - \cos(r - \theta) \frac{dr}{d\lambda} \quad (\text{B.23})$$

soit

$$\frac{d\Gamma}{d\lambda} = \frac{1}{a \cos \Gamma} \left(q - m \frac{\cos(r - \theta)}{\cos r} \right) \quad (\text{B.24})$$

Lorsque $\theta = 0$, on a $\frac{d\Gamma}{d\lambda} = 0$ soit $q = m$. Cela impose de travailler au même ordre pour les deux réseaux. Dans la suite de l'étude, on travaille à l'ordre $m = 1$. D'après l'Équation B.21 on a :

$$\cos \Gamma = \sqrt{1 - \left[\frac{\lambda}{a} - \sin(r - \theta) \right]^2} \quad (\text{B.25})$$

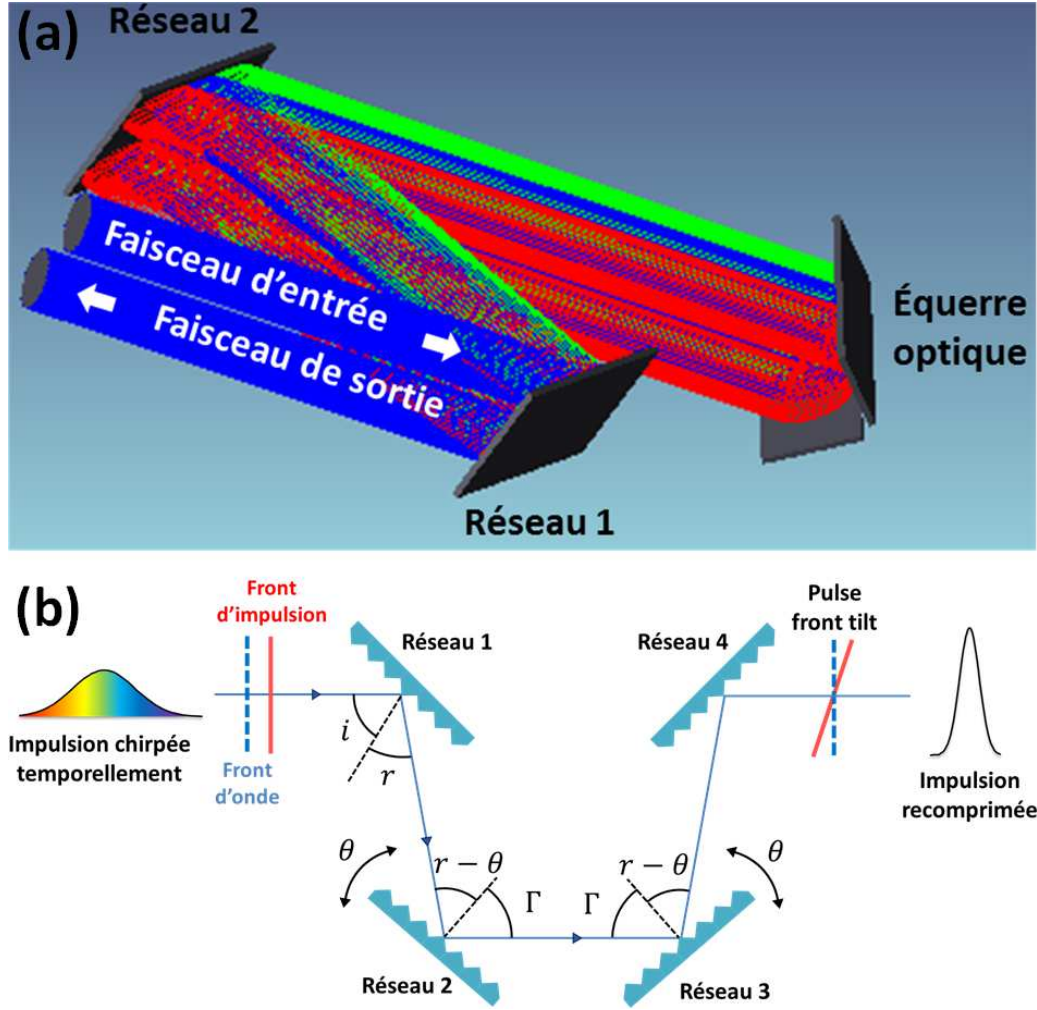


FIGURE B.4 – **Désalignement d'une paire de réseaux d'un angle θ .** (a) Compresseur optique de la chaîne laser UHI 100 représenté sous Zemax. Le compresseur est composé de deux réseaux et d'un système de deux miroirs, appelé équerre optique, qui permet à l'impulsion de passer deux fois sur chaque réseau. (b) Schéma d'un compresseur à 4 réseaux équivalent au compresseur (a). Pour générer du pulse front tilt, on désaligne le deuxième réseau du compresseur (a) d'un angle θ , ce qui revient à désaligner les réseaux 2 et 3 du compresseur à 4 réseaux. Le pulse front tilt induit par le désalignement du compresseur, ξ_c , est alors égal à deux fois celui généré par la paire de réseaux 1 et 2, ξ_{2r} .

Il en résulte que :

$$\frac{d\Gamma}{d\lambda} = \frac{1 - \frac{\cos(r - \theta)}{\cos r}}{a\sqrt{1 - \left[\frac{\lambda}{a} - \sin(r - \theta)\right]^2}} \quad (\text{B.26})$$

Dans l'approximation des petits angles, on obtient, à l'ordre 1 en θ :

$$\frac{d\Gamma}{d\lambda} \approx -\frac{\tan r}{a \cos i} \theta = -\frac{\tan r}{a\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{a} - \sin r\right)^2}} \theta \quad (\text{B.27})$$

En se plaçant dans les conditions de l'optique paraxiale, la distance focale de la lentille est donnée par :

$$f = \frac{1}{n-1} \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2} \quad (\text{B.30})$$

où R_1 et R_2 sont les rayons de courbure respectivement de la face avant et de la face arrière de la lentille étudiée. Toujours dans les conditions de l'optique paraxiale et en utilisant l'Équation B.30, il est possible d'exprimer la distance L_2 en fonction de la distance focale f :

$$L_2 = \frac{D^2 - d^2}{2} \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2} = \frac{D^2 - d^2}{2(n-1)f} \quad (\text{B.31})$$

A présent, calculons le temps de propagation, $T_I(d)$, mis par le front d'impulsion suivant le rayon étudié pour aller du plan A au plan F :

$$T_I(d) = \frac{L_1 + L_3 + L_4}{c} + \frac{L_2}{v_g} = \frac{L_1 + L_3 + L_4}{c} + \frac{L_2}{c} (n - \lambda_0 n') \quad (\text{B.32})$$

où v_g est la vitesse de groupe, donnée par l'Équation 1.19, $n' = \frac{dn}{d\lambda}$ est la dérivée spectrale de l'indice de réfraction de la lentille et λ_0 est la longueur d'onde centrale du laser. De même, il est possible de déterminer le temps de propagation, $T_O(d)$, mis par le front d'onde suivant le rayon étudié pour aller du plan A au plan F :

$$T_O(d) = \frac{L_1 + L_3 + L_4}{c} + \frac{L_2}{v_\varphi} = \frac{L_1 + L_3 + L_4}{c} + \frac{nL_2}{c} \quad (\text{B.33})$$

En utilisant l'Équation B.32 et l'Équation B.33, on est en mesure de calculer le délai temporel, $\Delta T(d)$, entre le front d'impulsion et le front d'onde en fonction de la position transverse d :

$$\Delta T(d) = T_I(d) - T_O(d) = -\frac{L_2 \lambda_0 n'}{c} \quad (\text{B.34})$$

En utilisant l'Équation B.31, on obtient finalement :

$$\Delta T(d) = \frac{1}{2cf} \frac{\lambda_0 n'}{n-1} (d^2 - D^2) \quad (\text{B.35})$$

En injectant l'Équation B.35 dans l'Équation 2.11, il est possible de calculer le pulse front courbure induit par la lentille :

$$\zeta(z) = \frac{D}{d(z)} \frac{\partial^2 [\psi(d) - \phi(d)]}{\partial d^2} = \frac{D}{d(z)} \frac{\partial^2 \Delta T(d)}{\partial d^2} = \frac{\lambda_0}{cf} \frac{n'(\lambda_0)}{n(\lambda_0) - 1} \frac{D}{d(z)} \quad (\text{B.36})$$

Pour éviter de générer du pulse front courbure, et donc d'induire une diminution potentiellement forte de l'intensité maximale au foyer, il est conseillé d'utiliser des optiques en réflexion (miroir sphérique ou miroir parabolique) pour focaliser ou faire diverger un faisceau laser ultra-court. Dans ce cas-là, le front d'onde et le front d'impulsion ont alors la même courbure. On peut également utiliser des lentilles achromatiques qui sont fabriquées pour ne pas induire d'aberrations chromatiques (et donc de couplages spatio-spectraux) sur une large plage spectrale (typiquement 100 nm).

B.5 Dispersion radiale du délai de groupe générée par un prisme

Lorsqu'un faisceau laser impulsionnel, de diamètre D , rencontre un prisme d'angle θ , les différentes parties du faisceau traversent des épaisseurs de verre différentes, ce qui génère de la dispersion radiale de délai de groupe sur le faisceau laser. En effet, lorsqu'une impulsion traverse une épaisseur de verre, e , cela induit une dispersion de délai de groupe égal au produit entre la dispersion de la vitesse de groupe (GVD en anglais) et l'épaisseur de verre traversée :

$$GDD = e \times GVD \quad (\text{B.37})$$

où la dispersion de la vitesse de groupe correspond à la dérivée spectrale de l'inverse de la vitesse de groupe : $GVD = \frac{\lambda_0^2}{2\pi c} \frac{dv_g^{-1}}{d\lambda}$. A partir de l'Équation 1.19, la dispersion de la vitesse de groupe peut alors s'exprimer en fonction de l'indice de réfraction du milieu traversé :

$$GVD = \frac{\lambda_0^3}{2\pi c^2} n''(\lambda_0) \quad (\text{B.38})$$

où n'' est la dérivée spectrale secondes de l'indice de réfraction du milieu et λ_0 la longueur d'onde centrale du laser. Il est possible de déterminer ces dérivées, et donc la valeur de la dispersion de délai de groupe à partir des coefficients de Sellmeier (cf. sous-section 2.3.1) du matériau étudié.

A partir des notations introduites sur la Figure B.6, on peut déterminer la dispersion radiale du délai de groupe, σ , introduit par un prisme d'angle θ . D'après l'Équation B.37, la différence de GDD induite par le prisme entre le rayon 1 et le rayon 2 est donnée par :

$$\Delta GDD = GVD [L_2 - L_1] = GVD \times e \quad (\text{B.39})$$

La dispersion radiale du délai de groupe induit par le prisme est alors donnée par :

$$\sigma = \frac{\Delta GDD}{D} = GVD \times \frac{e}{D} = GVD \times \tan \theta \quad (\text{B.40})$$

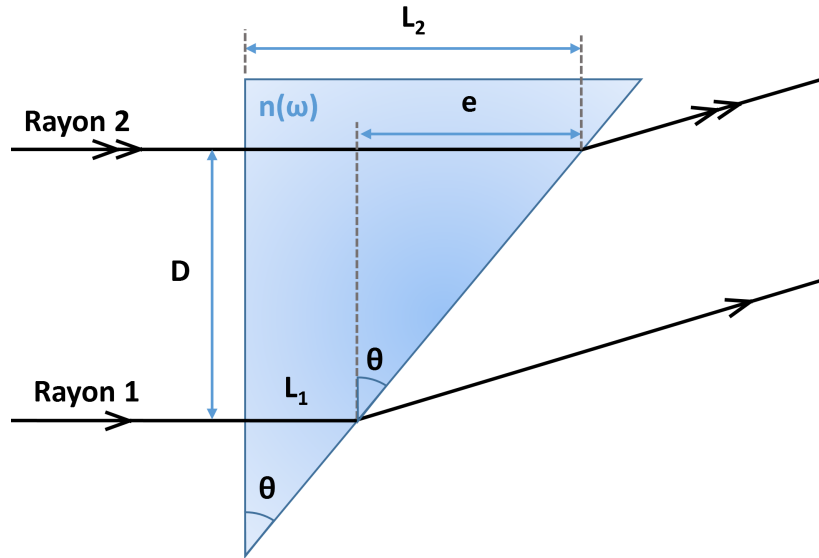


FIGURE B.6 – Schéma d'un prisme.

Annexe C

Déplieement du front d'onde

Sommaire

C.1 Déplieement classique du front d'onde	149
C.2 Déplieement du front d'onde à partir du front d'impulsion . . .	151

A l'aide des dispositifs que nous avons développés durant cette thèse, nous avons accès, à l'issue d'une mesure, à la fonction $s(x, y, \omega)$ qui contient le produit des amplitudes et la différence de phase spatio-spectrales $\Delta\varphi(x, y, \omega)$ entre les deux points des faisceaux qui interfèrent. La différence de phase spatio-spectrale se détermine alors à partir de la fonction $s(x, y, \omega)$ de la façon suivante :

$$\varphi(x, \omega) = \mathbb{I}[\ln(s(x, \omega))] \quad (\text{C.1})$$

La différence de phase déterminée à l'aide de l'Équation 1.14 va alors varier entre $-\pi$ et π , puisque nous accédons en réalité à : $\text{mod}[\varphi, 2\pi] - \pi$, c'est-à-dire la phase repliée. Pour reconstruire la phase dépliée φ , et non $\text{mod}[\varphi, 2\pi] - \pi$, il faut appliquer une opération mathématique appelée déplieement de phase [58].

La différence de phase étant déterminée entre $-\pi$ et π , le front d'onde, $t_\varphi = \Delta\varphi(x, y, \omega_0)/\omega_0$, va alors varier entre $-\pi/\omega_0$ et π/ω_0 , où ω_0 est la pulsation centrale du laser. Dans cette section, nous allons présenter deux techniques de déplieement du front d'onde. Dans la section C.1, nous détaillerons la première de ces deux techniques, correspondant à la façon classique de déplier le front d'onde. Dans la section C.2, nous présentons une nouvelle méthode que nous avons élaborée pour déplier le front d'onde. Celle-ci utilise la forme du front d'impulsion, ce qui permet de déplier correctement un front d'onde insuffisamment échantillonné pour pouvoir appliquer la méthode classique.

Afin que le front d'onde varie entre des bornes indépendantes de la pulsation centrale du laser étudié, nous allons définir, dans la suite de cette annexe, le front d'onde par : $t_\varphi = \Delta\varphi(x, y, \omega_0)$.

C.1 Déplieement classique du front d'onde

Pour retrouver le front d'onde "réel", il est nécessaire de le déplier afin que ce dernier ne soit plus défini modulo 2π . Pour cela, il faut corriger les sauts de phase de 2π et de -2π correspondant aux cas où la différence entre deux points successifs du front d'onde, $t_\varphi^i = t_\varphi(x_i)$ et $t_\varphi^{i+1} = t_\varphi(x_{i+1})$, est supérieur à π ou inférieur à $-\pi$. La Figure C.1 illustre sur un exemple les sauts de phase de $\pm 2\pi$ sur la phase repliée. Le déplieement du front d'onde consiste à supprimer tous les

sauts de 2π et de -2π présents sur le front d'onde. On détaille ci-dessous les différentes étapes du déplieement classique du front d'onde :

1. La différence, $\delta_{t_\varphi}^{i+1} = t_\varphi^{i+1} - t_\varphi^i$, entre deux points successifs du front d'onde replié est calculée pour les points, $i \in [1; n]$. On obtient alors le vecteur $\delta_{t_\varphi} = (\delta_{t_\varphi}^1 = 0, \delta_{t_\varphi}^2, \delta_{t_\varphi}^3, \dots, \delta_{t_\varphi}^n)$.
2. Le vecteur $a = (a_1 = 0, a_2, a_3, \dots, a_n)$ contenant toutes les corrections des sauts de phase de -2π et 2π peut alors être déterminé de la façon suivante :

$$a_i = \begin{cases} -2\pi & \text{si } \delta_{t_\varphi}^i > \pi \text{ (saut de } 2\pi) \\ 2\pi & \text{si } \delta_{t_\varphi}^i < -\pi \text{ (saut de } -2\pi) \\ 0 & \text{sinon (pas de saut de phase)} \end{cases} \quad (C.2)$$

3. A partir du vecteur a défini dans l'étape précédente, on peut calculer le vecteur correction, C , qui va nous permettre de déplier la phase. Pour déterminer ce vecteur, il faut noter qu'en présence d'un saut de phase de 2π (respectivement -2π) entre deux valeurs du front d'onde t_φ^i et t_φ^{i+1} , l'ensemble des points du front d'onde t_φ^k situés après le saut de phase ($k \in [i+1; n]$) doit prendre en compte ce saut de phase de 2π . Ainsi le vecteur de correction, C , s'écrit de la façon suivante : $C = (a_1 = 0, a_1 + a_2, a_1 + a_2 + a_3, \dots, \sum_{i=1}^n a_i)$ soit : $C_i = \sum_{p=1}^i a_p$.
4. A partir du vecteur de correction, C , le front d'onde déplié, t_φ^d , peut alors être déterminé :

$$t_\varphi^d = t_\varphi + C \quad (C.3)$$

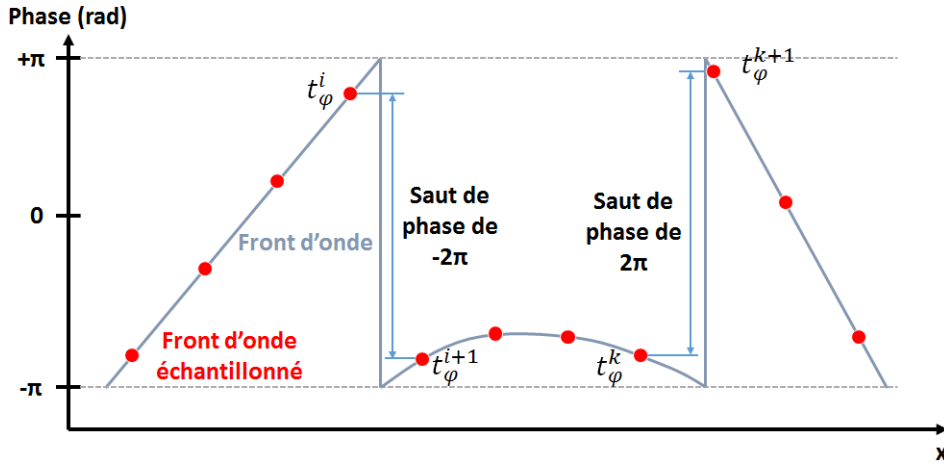


FIGURE C.1 – **Front d'onde replié et sauts de phase.** Le front d'onde, $t_\varphi(x)$, replié varie entre $-\pi$ et π . Un saut de phase de -2π (respectivement 2π) intervient lorsque la différence entre deux points successifs du front d'onde est inférieure à $-\pi$ (respectivement supérieure à π). Sur le schéma, ce saut de phase intervient entre les valeurs du front d'onde t_φ^i et t_φ^{i+1} (respectivement t_φ^k et t_φ^{k+1}).

Sur la Figure C.2 sont présentés plusieurs cas de déplieement de la phase en fonction de la forme du front d'onde et de l'échantillonnage spatial. La première ligne indique les fronts d'onde repliés (courbe bleue) et les points rouges indiquent où ils ont été mesurés. Sur les graphes de la seconde ligne sont tracés les fronts d'onde dépliés à partir des fronts d'onde réels (courbe

bleue) et échantillonnés (points rouges) tracés sur la première colonne. Un front d'onde plan (cf. Figure C.2.(a-b)) ne présente aucun saut de phase et peut donc être déplié à partir de n'importe quel pas d'échantillonnage. Un front d'onde incliné avec une pente α comme celui présenté sur la Figure C.2.(c-f), sera correctement déplié tant que le pas d'échantillonnage x_e reste inférieur à $\frac{2\pi}{\tan \alpha}$. Dans le cas d'un front d'onde sphérique (cf. Figure C.2.(g-j)), le nombre de sauts de phase augmente au fur et à mesure que l'on s'éloigne du centre. Sur la Figure C.2.(f)-(j), le pas d'échantillonnage a été choisi trop grand car la différence entre deux points successifs du front d'onde est supérieur à 2π (ou inférieur à -2π), ce qui empêche une reconstruction correcte du front d'onde. Pour déplier correctement un front d'onde, il est préférable que ce dernier soit le plus plat possible. Dans le cas où les variations du front d'onde sont trop importantes pour être correctement mesurées avec un pas d'échantillonnage donné, nous proposons une autre technique de déplieement dans le paragraphe suivant.

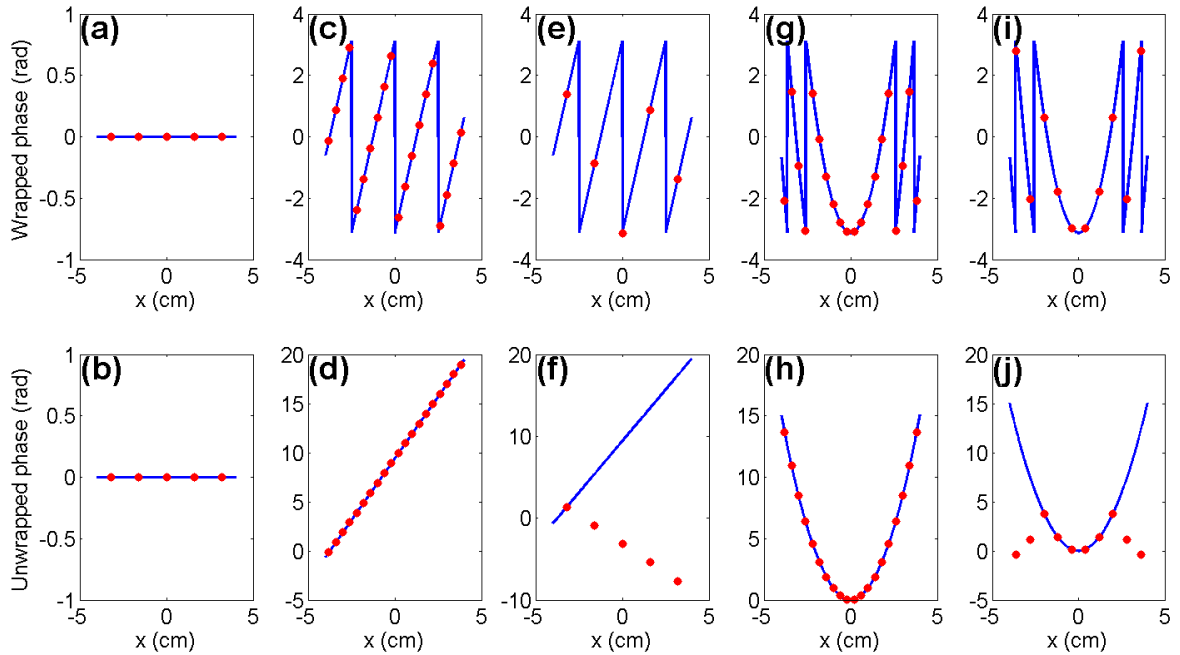


FIGURE C.2 – **Déplieement du front d'onde dans différents cas.** Les graphes de la première ligne correspondent aux fronts d'onde repliés (courbes bleues) et les points rouges indiquent où ils ont été échantillonnés. Les graphes de la seconde ligne indiquent les fronts d'onde initiaux (courbe bleue) et dépliés (points rouges) tracés sur la première ligne. (a-b) Cas d'un front d'onde plan. (c-f) Cas d'un front d'onde plan avec une pente α . (g-j) Cas d'un front d'onde parabolique.

C.2 Déplieement du front d'onde à partir du front d'impulsion

La technique de déplieement présentée dans la section précédente ne fonctionne que lorsqu'il existe au plus un saut de phase de 2π ou de -2π entre deux positions successives du front d'onde, ϕ_i et ϕ_{i+1} c'est-à-dire que lorsque : $|t_{\phi}^{i+1} - t_{\phi}^i| < 2\pi$. Lorsqu'il existe plusieurs sauts de phase, $|t_{\phi}^{i+1} - t_{\phi}^i| > 2N\pi$ (où $N \in \mathbb{N}^*$), le front d'onde ne sera pas correctement déplié.

Dans ce cas, nous proposons dans cette section un algorithme où la forme du front d'impulsion est utilisée pour déplier le front d'onde. Cette technique est basée sur le fait qu'en présence de distorsions spatio-temporelles relativement faibles, le front d'onde (déplié) et le front d'impulsion

ont une forme relativement similaire. On peut alors utiliser le front d'impulsion pour déterminer le nombre, N , de sauts de phase entre deux valeurs successives du front d'onde pour déplier correctement le front d'onde. Cette méthode fonctionnera tant qu'il y a au plus un saut de phase entre deux points successifs de la différence entre le front d'onde et le front d'impulsion. En d'autres termes, cela signifie que cet algorithme fonctionne mieux que la méthode classique tant que les variations spatiales du front d'onde sont supérieures à celle de la différence entre le front d'onde et le front d'impulsion. On détaille ci-dessous les différentes étapes de cette méthode :

1. La différence, $\delta_{t_\varphi}^{i+1} = t_\varphi^{i+1} - t_\varphi^i$, entre deux points successifs du front d'onde replié est calculée pour les points, $i \in [1; n]$. On obtient alors le vecteur $\delta_{t_\varphi} = [\delta_{t_\varphi}^1 = 0 \quad \delta_{t_\varphi}^2 \quad \delta_{t_\varphi}^3 \quad \dots \quad \delta_{t_\varphi}^n]$.
2. La différence, $\delta_{t_g}^i = \frac{t_g^{i+1} - t_g^i}{\omega_0}$, entre deux points successifs du front d'impulsion est déterminée pour les points, i . On divise ici par la pulsation centrale, ω_0 , de l'impulsion laser étudiée afin d'obtenir un terme en radian comparable au vecteur δ_{t_φ} . On obtient alors le vecteur $\delta_{t_g} = [\delta_{t_g}^1 = 0 \quad \delta_{t_g}^2 \quad \delta_{t_g}^3 \quad \dots \quad \delta_{t_g}^n]$. La différence entre deux points successifs du front d'impulsion peut se décomposer de la façon suivante :

$$\delta_{t_g}^i = \overbrace{\delta_{t_g}^i - \text{mod}(\delta_{t_g}^i, 2\pi)}^{\text{Nombre de sauts de phase, } N, \text{ entre deux valeurs successives du front d'impulsion}} + \overbrace{\text{mod}(\delta_{t_g}^i, 2\pi)}^{\text{Reste de la division de } \delta_{t_g}^i \text{ par } 2\pi} = 2\pi N_i + R_i \quad (\text{C.4})$$

Le vecteur R_i peut être vu comme la différence entre deux valeurs successives du front d'impulsion, si ce dernier était replié comme le front d'onde.

3. Le vecteur $a = [a_1 = 0 \quad a_2 \quad a_3 \quad \dots \quad a_n]$ contenant toutes les corrections des sauts de phase de $-\pi$ et π intervenant entre le front d'onde et le front d'impulsion peut alors être déterminé de la façon suivante :

$$a_i = \begin{cases} -2\pi & \text{si } \delta_{t_\varphi}^i - R_i > \pi \text{ (saut de } 2\pi) \\ 2\pi & \text{si } \delta_{t_\varphi}^i - R_i < -\pi \text{ (saut de } -2\pi) \\ 0 & \text{sinon (pas de saut de phase)} \end{cases} \quad (\text{C.5})$$

4. A partir du vecteur a défini dans l'étape précédente, on peut calculer le vecteur correction, C , qui va nous permettre de déplier la phase. Pour déterminer ce vecteur, il faut se rappeler qu'en présence d'un saut de phase de 2π (respectivement -2π) entre deux valeurs du front d'onde t_φ^i et t_φ^{i+1} , et du front d'impulsion t_g^i et t_g^{i+1} , l'ensemble des points du front d'onde t_φ^k situés après le saut de phase ($k \in [i+1; n]$) doivent subir une soustraction (respectivement une addition) de 2π . De plus, il faut aussi prendre en compte le nombre de sauts de phase, N_i , entre les deux valeurs successives du front d'impulsion, t_g^i et t_g^{i+1} . Ainsi le vecteur de correction, C , s'obtient de la façon suivante : $C_i = \sum_{p=1}^i a_p + N_p$.

5. A partir du vecteur de correction, C , le front d'onde déplié, t_φ^d , peut alors être déterminé :

$$t_\varphi^d = t_\varphi + C \quad (\text{C.6})$$

Sur la [Figure C.3.\(a\)](#), le front d'onde (courbe bleue) échantillonné aux positions indiquées par les points bleus, est déplié de façon classique (courbe verte) et en utilisant le front d'impulsion (courbe bleue ciel). Ici, le pas d'échantillonnage est suffisamment petit et les deux techniques de déplieement aboutissent au même résultat. Sur la [Figure C.3.\(b\)](#), le front d'onde est échantillonné

avec un pas plus grand. Le front d'onde n'est alors plus correctement déplié avec la méthode classique alors qu'il l'est encore avec la technique utilisant le front d'impulsion. Pour reconstruire le front d'onde à partir des différentes mesures effectués avec les trois dispositifs présentés dans ce manuscrit (cf. [Partie II](#), [Partie III](#) et [Partie IV](#)), nous avons utilisé ces deux techniques de déplie ment du front d'onde.

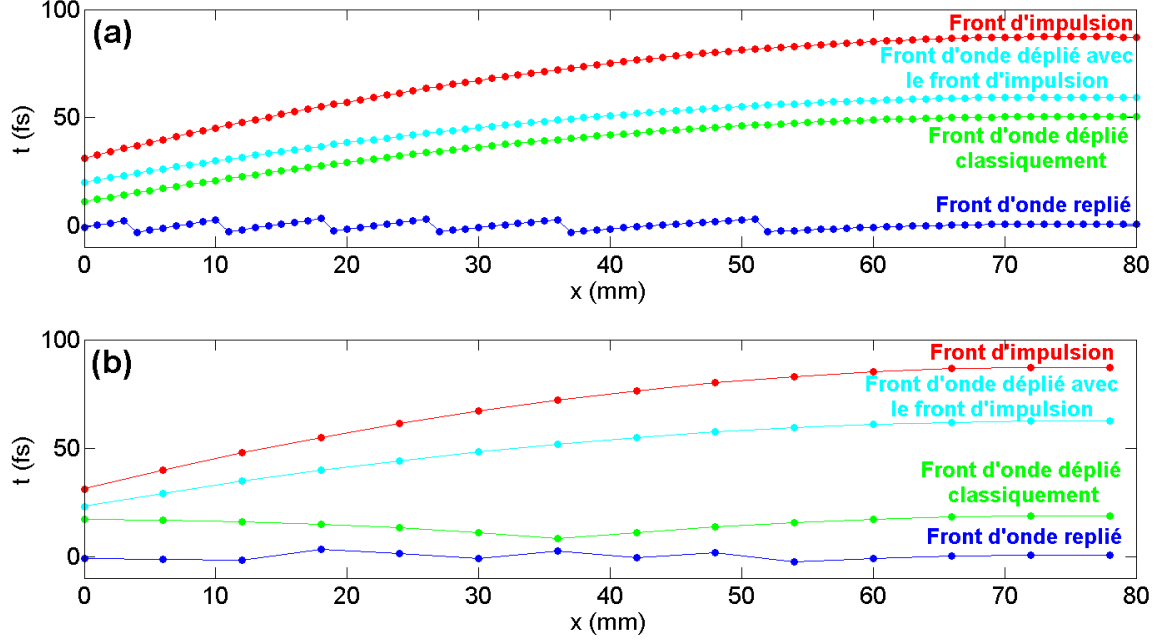


FIGURE C.3 – **Techniques de déplie ment de front d'onde.** Les différentes courbes présentées sur les graphes (a) et (b) sont échantillonnées aux positions indiquées par des points. Les courbes rouges représentent les fronts d'impulsion. Les fronts d'onde repliés sont tracés en bleu marine. Les fronts d'onde dépliés sont représentés en vert (déplie ment classique) et en bleu ciel (déplie ment utilisant le front d'impulsion). Le front d'onde est déplié et reconstruit correctement avec les deux techniques de déplie ment pour l'échantillonnage choisi en (a) mais seulement avec la méthode utilisant la forme du front d'impulsion dans le cas de l'échantillonnage choisi en (b).

Bibliographie

- [1] V Yanovsky, V Chvykov, G Kalinchenko, P Rousseau, T Planchon, T Matsuoka, A Maksimchuk, J Nees, G Cheriaux, G Mourou, et al. Ultra-high intensity-300-tw laser at 0.1 hz repetition rate. *Optics Express*, 16(3) :2109–2114, 2008.
- [2] Donna Strickland and Gerard Mourou. Compression of amplified chirped optical pulses. *Optics communications*, 55(6) :447–449, 1985.
- [3] Fabio Giambruno, Christophe Radier, Gilles Rey, and Gilles Chériaux. Design of a 10 pw (150 j/15 fs) peak power laser system with ti : sapphire medium through spectral control. *Applied optics*, 50(17) :2617–2621, 2011.
- [4] Jérôme Faure, Yannick Glinec, A Pukhov, S Kiselev, S Gordienko, E Lefebvre, J-P Rousseau, F Burgy, and Victor Malka. A laser–plasma accelerator producing monoenergetic electron beams. *Nature*, 431(7008) :541–544, 2004.
- [5] T Esirkepov, M Borghesi, SV Bulanov, G Mourou, and T Tajima. Highly efficient relativistic-ion generation in the laser-piston regime. *Physical review letters*, 92(17) :175003, 2004.
- [6] H Schworer, S Pfotenhauer, O Jäckel, K-U Amthor, B Liesfeld, W Ziegler, R Sauerbrey, KWD Ledingham, and T Esirkepov. Laser-plasma acceleration of quasi-monoenergetic protons from microstructured targets. *Nature*, 439(7075) :445–448, 2006.
- [7] SV Bulanov and VS Khoroshkov. Feasibility of using laser ion accelerators in proton therapy. *Plasma Physics Reports*, 28(5) :453–456, 2002.
- [8] F Quere, C Thaury, P Monot, S Dobosz, P Martin, JP Geindre, and P Audebert. Coherent wake emission of high-order harmonics from overdense plasmas. *Physical Review Letters*, 96(12), Mar 31 2006.
- [9] Roland Lichters, J Meyer-ter Vehn, and A Pukhov. Short-pulse laser harmonics from oscillating plasma surfaces driven at relativistic intensity. *Physics of Plasmas (1994-present)*, 3(9) :3425–3437, 1996.
- [10] T Baeva, S Gordienko, and A Pukhov. Theory of high-order harmonic generation in relativistic laser interaction with overdense plasma. *Physical review E*, 74(4) :046404, 2006.
- [11] SX Hu and LA Collins. Attosecond pump probe : exploring ultrafast electron motion inside an atom. *Physical review letters*, 96(7) :073004, 2006.
- [12] Sarah Baker, Joseph S Robinson, CA Haworth, H Teng, RA Smith, CC Chirilă, M Lein, JWG Tisch, and JP Marangos. Probing proton dynamics in molecules on an attosecond time scale. *Science*, 312(5772) :424–427, 2006.
- [13] Rafael R Gattass and Eric Mazur. Femtosecond laser micromachining in transparent materials. *Nature photonics*, 2(4) :219–225, 2008.
- [14] Erica Block, Michael Greco, Dawn Vitek, Omid Masihzadeh, David A Ammar, Malik Y Kahook, Naresh Mandava, Charles Durfee, and Jeff Squier. Simultaneous spatial and temporal focusing for tissue ablation. *Biomedical optics express*, 4(6) :831–841, 2013.

- [15] Michael E Durst, Guanghao Zhu, and Chris Xu. Simultaneous spatial and temporal focusing for axial scanning. *Optics express*, 14(25) :12243–12254, 2006.
- [16] M Dantus, MJ Rosker, and AH Zewail. Femtosecond real-time probing of chemical reactions. 2. the dissociation reaction of icn. *Journal of Chemical Physics*, 89(10) :6128–6140, Nov 15 1988.
- [17] T Oksenhendler, D Kaplan, P Tournois, GM Greetham, and F Estable. Intracavity acousto-optic programmable gain control for ultra-wide-band regenerative amplifiers. *Applied Physics B*, 83(4) :491–494, 2006.
- [18] M Nisoli, S De Silvestri, and O Svelto. Generation of high energy 10 fs pulses by a new pulse compression technique. *Applied Physics Letters*, 68(20) :2793–2795, 1996.
- [19] Ben C Platt et al. History and principles of shack-hartmann wavefront sensing. *Journal of Refractive Surgery*, 17(5) :S573–S577, 2001.
- [20] Jerome Primot. Three-wave lateral shearing interferometer. *Applied optics*, 32(31) :6242–6249, 1993.
- [21] Sabrina M Velghe, Nicolas GuŰrineau, Bruno Toulon, SŰbastien Demoustier, JŰr Primot, et al. Two-color multi-wave lateral shearing interferometry for segmented wave-front measurements. *Optics express*, 14(21) :9699–9708, 2006.
- [22] Frédéric Druon, Gilles ChŰriaux, JŰrŰme Faure, John Nees, Marc Nantel, Anatoly Maksimchuk, GŰrard Mourou, Jean Christophe Chanteloup, and Gleb Vdovin. Wave-front correction of femtosecond terawatt lasers by deformable mirrors. *Optics letters*, 23(13) :1043–1045, 1998.
- [23] S Fourmaux, S Payeur, A Alexandrov, C Serbanescu, F Martin, T Ozaki, A Kudryashov, and JC Kieffer. Laser beam wavefront correction for ultra high intensities with the 200 tw laser system at the advanced laser light source. *Optics express*, 16(16) :11987–11994, 2008.
- [24] Q Wu, M Litz, and X-C Zhang. Broadband detection capability of znte electro-optic field detectors. *Applied Physics Letters*, 68(21) :2924–2926, 1996.
- [25] Rick Trebino. *Frequency-resolved optical gating : the measurement of ultrashort laser pulses*, volume 1. Springer, 2000.
- [26] Nicolas Forget, Vincent Crozatier, and Thomas Oksenhendler. Pulse-measurement techniques using a single amplitude and phase spectral shaper. *JOSA B*, 27(4) :742–756, 2010.
- [27] Chris Iaconis and Ian A Walmsley. Spectral phase interferometry for direct electric-field reconstruction of ultrashort optical pulses. *Optics letters*, 23(10) :792–794, 1998.
- [28] Chris Iaconis and Ian A Walmsley. Self-referencing spectral interferometry for measuring ultrashort optical pulses. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 35(4) :501–509, 1999.
- [29] Thomas Oksenhendler, Sebastien Coudreau, Nicolas Forget, V Crozatier, S Grabielle, R Herzog, O Gobert, and D Kaplan. Self-referenced spectral interferometry. *Applied Physics B*, 99(1-2) :7–12, 2010.
- [30] A Moulet, S Grabielle, C Cornaggia, N Forget, and T Oksenhendler. Single-shot, high-dynamic-range measurement of sub-15 fs pulses by self-referenced spectral interferometry. *Optics letters*, 35(22) :3856–3858, 2010.
- [31] Selcuk Akturk, Xun Gu, Pamela Bowlan, and Rick Trebino. Spatio-temporal couplings in ultrashort laser pulses. *Journal of Optics*, 12(9) :093001, 2010.

-
- [32] Shuguang Zeng, Youquan Dan, Bin Zhang, Nianchun Sun, and Zhan Sui. Describing spatio-temporal couplings in ultrashort pulses using amplitude coupling coefficients. In *Photonics and Optoelectronic (SOPO), 2010 Symposium on*, pages 1–4. IEEE, 2010.
 - [33] K Osvay, AP Kovács, G Kurdi, Z Heiner, M Divall, J Klebniczki, and IE Ferincz. Measurement of non-compensated angular dispersion and the subsequent temporal lengthening of femtosecond pulses in a cpa laser. *Optics communications*, 248(1) :201–209, 2005.
 - [34] Karoly Osvay and Ian N Ross. On a pulse compressor with gratings having arbitrary orientation. *Optics communications*, 105(3) :271–278, 1994.
 - [35] G Pretzler, A Kasper, and KJ Witte. Angular chirp and tilted light pulses in cpa lasers. *Applied Physics B*, 70(1) :1–9, 2000.
 - [36] G Pretzler, A Kasper, and KJ Witte. Angular chirp and tilted light pulses in cpa lasers. *Applied Physics B*, 70(1) :1–9, 2000.
 - [37] Zsolt Bor. Distortion of femtosecond laser pulses in lenses. *Optics letters*, 14(2) :119–121, 1989.
 - [38] Z Bor. Distortion of femtosecond laser pulses in lenses and lens systems. *Journal of Modern Optics*, 35(12) :1907–1918, 1988.
 - [39] M Kempe and W Rudolph. Femtosecond pulses in the focal region of lenses. *Physical Review A*, 48(6) :4721, 1993.
 - [40] J Hebling. Derivation of the pulse front tilt caused by angular dispersion. *Optical and Quantum Electronics*, 28(12) :1759–1763, 1996.
 - [41] József András Fülöp and János Hebling. Applications of tilted-pulse-front excitation. 2010.
 - [42] Kyung Taec Kim, Chunmei Zhang, Thierry Ruchon, Jean-François Hergott, Thierry Auguste, DM Villeneuve, PB Corkum, and F Quéré. Photonic streaking of attosecond pulse trains. *Nature Photonics*, 7(8) :651–656, 2013.
 - [43] Jonathan A Wheeler, Antonin Borot, Sylvain Monchocé, Henri Vincenti, Aurélien Ricci, Arnaud Malvache, Rodrigo Lopez-Martens, and Fabien Quéré. Attosecond lighthouses from plasma mirrors. *Nature Photonics*, 6(12) :829–833, 2012.
 - [44] H Vincenti and F Quéré. Attosecond lighthouses : how to use spatiotemporally coupled light fields to generate isolated attosecond pulses. *Physical review letters*, 108(11) :113904, 2012.
 - [45] Guanghao Zhu, James van Howe, Michael Durst, Warren Zipfel, and Chris Xu. Simultaneous spatial and temporal focusing of femtosecond pulses. *Optics Express*, 13(6) :2153–2159, 2005.
 - [46] Dan Oron, Eran Tal, and Yaron Silberberg. Scanningless depth-resolved microscopy. *Optics Express*, 13(5) :1468–1476, 2005.
 - [47] Guanghao Zhu, James van Howe, Michael Durst, Warren Zipfel, and Chris Xu. Simultaneous spatial and temporal focusing of femtosecond pulses. *Optics Express*, 13(6) :2153–2159, 2005.
 - [48] Seth L Cousin, Juan M Bueno, Nicolas Forget, Dane R Austin, and J Biegert. Three-dimensional spatiotemporal pulse characterization with an acousto-optic pulse shaper and a hartmann–shack wavefront sensor. *Optics letters*, 37(15) :3291–3293, 2012.
 - [49] Pablo Gabolde and Rick Trebino. Single-shot measurement of the full spatio-temporal field of ultrashort pulses with multi-spectral digital holography. *Optics express*, 14(23) :11460–11467, 2006.

- [50] Pablo Gabolde and Rick Trebino. Single-frame measurement of the complete spatiotemporal intensity and phase of ultrashort laser pulses using wavelength-multiplexed digital holography. *JOSA B*, 25(6) :A25–A33, 2008.
- [51] Pamela Bowlan, Pablo Gabolde, Aparna Shreenath, Kristan McGresham, Rick Trebino, and Selcuk Akturk. Crossed-beam spectral interferometry : a simple, high-spectral-resolution method for completely characterizing complex ultrashort pulses in real time. *Opt. Express*, 14(24) :11892–11900, Nov 2006.
- [52] Pamela Bowlan, Pablo Gabolde, and Rick Trebino. Directly measuring the spatio-temporal electric field of focusing ultrashort pulses. *Opt. Express*, 15(16) :10219–10230, Aug 2007.
- [53] Pamela Bowlan, Pablo Gabolde, Matthew A. Coughlan, Rick Trebino, and Robert J. Levis. Measuring the spatiotemporal electric field of ultrashort pulses with high spatial and spectral resolution. *J. Opt. Soc. Am. B*, 25(6) :A81–A92, Jun 2008.
- [54] Pamela Bowlan, Ulrike Fuchs, Rick Trebino, and Uwe D. Zeitner. Measuring the spatiotemporal electric field of tightly focused ultrashort pulses with sub-micron spatial resolution. *Opt. Express*, 16(18) :13663–13675, Sep 2008.
- [55] Max Born and Emil Wolf. *Principles of optics : electromagnetic theory of propagation, interference and diffraction of light*. CUP Archive, 1999.
- [56] Antoine Monmayrant, Sébastien Weber, Béatrice Chatel, et al. A newcomer’s guide to ultrashort pulse shaping and characterization. *J. Phys. B*, 43 :103001, 2010.
- [57] Ian A Walmsley and Christophe Dorrer. Characterization of ultrashort electromagnetic pulses. *Advances in Optics and Photonics*, 1(2) :308–437, 2009.
- [58] Dennis C Ghiglia and Mark D Pritt. *Two-dimensional phase unwrapping : theory, algorithms, and software*. Wiley New York :, 1998.
- [59] IS Gradshteyn and IM Ryzhik. Table of integrals, series, and products, 5th edn., 1994.
- [60] Charles Bourassin-Bouchet, Michele Stephens, Sébastien De Rossi, Franck Delmotte, and Pierre Chavel. Duration of ultrashort pulses in the presence of spatio-temporal coupling. *Optics express*, 19(18) :17357–17371, 2011.
- [61] S Kahaly, S Monchocé, V Gallet, O Gobert, F Réau, O Tcherbakoff, P D’Oliveira, Ph Martin, and F Quéré. Investigation of amplitude spatio-temporal couplings at the focus of a 100 tw-25 fs laser. *Applied Physics Letters*, 104(5) :054103, 2014.
- [62] C Dorrer, EM Kosik, and IA Walmsley. Spatio-temporal characterization of the electric field of ultrashort optical pulses using two-dimensional shearing interferometry. *Applied Physics B*, 74(1) :s209–s217, 2002.
- [63] C Dorrer, EM Kosik, and IA Walmsley. Direct space time-characterization of the electric fields of ultrashort optical pulses. *Optics letters*, 27(7) :548–550, 2002.
- [64] Mitsuo Takeda, Hideki Ina, and Seiji Kobayashi. Fourier-transform method of fringe-pattern analysis for computer-based topography and interferometry. *JosA*, 72(1) :156–160, 1982.
- [65] Rick Trebino. Measuring the seemingly immeasurable. *Nature Photonics*, 5(4) :189–192, 2011.
- [66] Pamela Bowlan and Rick Trebino. Using phase diversity for the measurement of the complete spatiotemporal electric field of ultrashort laser pulses. *J. Opt. Soc. Am. B*, 29(2) :244–248, Feb 2012.
- [67] RW Gerchberg. A practical algorithm for the determination of phase from image and diffraction plane pictures. *Optik*, 35 :237, 1972.

-
- [68] Jacob Cohen, Pamela Bowlan, Vikrant Chauhan, and Rick Trebino. Measuring temporally complex ultrashort pulses using multiple-delay crossed-beam spectral interferometry. *Opt. Express*, 18(7) :6583–6597, Mar 2010.
 - [69] Peeter Saari, Pamela Bowlan, Heli Valtua-Lukner, Madis Lohmus, Peeter Piksarv, and Rick Trebino. Basic diffraction phenomena in time domain. *Opt. Express*, 18(11) :11083–11088, May 2010.
 - [70] V Gallet, S Kahaly, O Gobert, and F Quéré. Dual spectral-band interferometry for spatio-temporal characterization of high-power femtosecond lasers.
 - [71] Zsolt Bor, Zoltan Gogolak, and Gabor Szabo. Femtosecond-resolution pulse-front distortion measurement by time-of-flight interferometry. *Optics letters*, 14(16) :862–864, 1989.
 - [72] W Amir, TA Planchon, CG Durfee, JA Squier, P Gabolde, R Trebino, and M Müller. Simultaneous visualization of spatial and chromatic aberrations by two-dimensional fourier transform spectral interferometry. *Optics letters*, 31(19) :2927–2929, 2006.
 - [73] J Jasapara and W Rudolph. Characterization of sub-10-fs pulse focusing with high-numerical-aperture microscope objectives. *Optics letters*, 24(11) :777–779, 1999.
 - [74] Robert Bell. *Introductory Fourier transform spectroscopy*. Elsevier, 2012.
 - [75] Károly Osvay, Attila P Kovács, Zsuzsanna Heiner, Gábor Kurdi, József Klebniczki, and Márta Csátári. Angular dispersion and temporal change of femtosecond pulses from misaligned pulse compressors. *Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 10(1) :213–220, 2004.
 - [76] V. Gallet F. Quéré, G. Pariente. Dispositifs de caractérisation spatio-temporelle du champ électrique d’un systèmes lasers. *Brevet EN 1455472*, 2014.
 - [77] O. Gobert F. Quere V. Gallet, G. Pariente. Spatio-temporal characterization of a 100 tw - 25 fs laser. *Nature Photonics*, In preparation for submission.
 - [78] Adam S Wyatt, Ian A Walmsley, Gero Stibenz, and Günter Steinmeyer. Sub-10 fs pulse characterization using spatially encoded arrangement for spectral phase interferometry for direct electric field reconstruction. *Optics letters*, 31(12) :1914–1916, 2006.
 - [79] Giuseppe Sansone, E Benedetti, Francesca Calegari, Caterina Vozzi, Lorenzo Avaldi, Roberto Flammini, Luca Poletto, P Villoresi, C Altucci, R Velotta, et al. Isolated single-cycle attosecond pulses. *Science*, 314(5798) :443–446, 2006.
 - [80] Henri Vincenti. *Génération d’impulsions attosecondes sur miroir plasma relativiste*. PhD thesis, École doctorale Polytechnique, 2012.
 - [81] Selcuk Akturk, Xun Gu, Erik Zeek, and Rick Trebino. Pulse-front tilt caused by spatial and temporal chirp. *Optics Express*, 12(19) :4399–4410, 2004.

Résumé

Un des avantages des lasers femtosecondes de haute puissance (TW-PW) est de pouvoir obtenir, au foyer d'une optique focalisante, des intensités très élevées atteignant jusqu'à $10^{22} \text{ W.cm}^{-2}$ (soit un champ électrique de $2,7 \text{ PV.m}^{-1}$). Pour cela, ces chaînes lasers délivrent nécessairement des faisceaux de grands diamètres (jusqu'à 40 cm) et des impulsions très courtes (de l'ordre de la dizaine de femtosecondes). En conséquence, les propriétés spatiales et temporelles de l'impulsion ne sont généralement pas indépendantes. Ce type de dépendance, appelée couplage spatio-temporel, a pour conséquence d'augmenter la durée d'impulsion et la taille de la tache focale, ce qui peut conduire à une diminution notable de l'intensité maximale au foyer.

Les dispositifs de métrologie couramment utilisés sur ces chaînes lasers femtosecondes de haute puissance ne permettent de mesurer les profils spatial et temporel de l'impulsion que de façon indépendante. L'objectif de cette thèse était de développer des techniques permettant de mesurer les couplages spatio-temporels afin de pouvoir quantifier leur effet et de les corriger dans l'optique d'obtenir l'intensité maximale au foyer.

Ainsi, nous avons tout d'abord adapté une technique de caractérisation spatio-temporelle existante à la mesure de lasers TW. Afin d'éviter les contraintes induites au foyer, comme celles liées aux fluctuations de pointé, les mesures ont été réalisées sur le faisceau collimaté. Ajouter une source de référence en parallèle du dispositif initial, nous a aussi permis de prendre en compte les artefacts de mesure dus aux variations thermiques et mécaniques affectant l'interféromètre. Grâce à cette amélioration, il est possible de reconstruire le profil spatio-temporel complet du faisceau, en particulier son front d'onde.

Cependant, les limitations induites par cette technique, nous ont conduit à développer un nouveau dispositif de mesure. Basé sur une corrélation croisée, cette technique consiste à faire interférer le faisceau laser à caractériser avec une partie de ce dernier, suffisamment petite pour ne pas être distordue spatio-temporellement. Nous avons également mis en œuvre une variante de ce dispositif permettant une mesure mono-coup selon une dimension transverse de l'impulsion.

A l'aide de ces différentes techniques, nous avons pu caractériser, pour la première fois, plusieurs chaînes laser TW. Les mesures réalisées ont mis en lumière l'existence de couplages spatio-temporels résiduels conduisant à une baisse significative de l'intensité pic au foyer. Ces résultats montrent qu'il est indispensable de caractériser spatio-temporellement des chaînes lasers femtosecondes de haute puissance dans l'optique d'obtenir l'intensité maximale au foyer.

Mots-clés: Chaînes lasers femtosecondes de haute puissance, Métrologie d'impulsion laser, Couplage spatio-temporel, Interférométrie spatiale (résolue spectralement), RED SEA TADPOLE, TERMITES, SEA TERMITES, RIS.